



Interférométrie de photons durs dans les collisions entre ions lourds

R.W. Ostendorf

► To cite this version:

R.W. Ostendorf. Interférométrie de photons durs dans les collisions entre ions lourds. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1993. Français. NNT : . in2p3-00010205

HAL Id: in2p3-00010205

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00010205>

Submitted on 7 Feb 2017

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université de Caen

THESE

présentée

pour l'obtention

du GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN
Spécialité : Physique nucléaire

par

Reint W. OSTENDORF

sujet :

**Interférométrie de photons durs dans les
collisions entre ions lourds**

soutenue le 26 Octobre 1993 devant le jury composé de :

Monsieur
Monsieur
Monsieur
Monsieur
Monsieur
Monsieur
Monsieur

H. DOUBRE
J. QUÉBERT
R. KAMERMANS
Y. SCHUTZ
R. H. SIEMSEN
F. SAINT-LAURENT
B. TAMAIN

Président & Rapporteur
Rapporteur

UNIVERSITE DE CAEN

THESE

présentée

pour obtenir

le **GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN**
Spécialité : **PHYSIQUE NUCLEAIRE**

par

Reint W. OSTENDORF

Sujet :

**Interférométrie de photons durs dans les
collisions entre ions lourds**

Soutenu le 26 Octobre 1993 devant le jury suivant :

H. Doubre	président & rapporteur
J. Québert	rapporteur
R. Kamermans	
Y. Schutz	
R. H. Siemssen	
F. Saint-Laurent	
B. Tamain	

*A mes parents
Gé & Herman*

Remerciements

Je remercie la précédente et l'actuelle Direction du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) : MM Claude Détraz, Samuel Harar, Hubert Doubre et Daniel Guerreau pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire et pour leur appui pour obtenir la bourse du CEA qui m'a permis de réaliser ce travail.

Je remercie chaleureusement Hubert Doubre, Président du jury, et Jean Québert, qui ont accepté d'être rapporteurs, ainsi que les autres membres du jury René Kammers et Rolf H. Siemssen, qui se sont déplacés des Pays-Bas à Caen, et François Saint-Laurent et Bernard Tamain. Je tiens également à les remercier pour les intéressantes discussions scientifiques.

En terme général, je souhaite remercier toute personne qui m'a appris quelque chose ou qui m'a rendu un service pendant mon séjour de quatre ans au GANIL. Je pense ici au Groupe Informatique de Physique, à l'administration, aux techniciens des salles expérimentales et aux physiciens du GANIL.

L'expérience, réalisée en 1990, présentée dans ce mémoire était la première du détecteur TAPS. En 1992, une deuxième série d'expériences était réalisée. Je remercie tous ceux qui ont participé à ces expériences. Je tiens à nommer mes "compatriotes" du KVI : A.L. Boonstra, H. Löhner, J.H.G. van Pol, R.H. Siemssen, L.B. Venema et H.W. Wilschut pour leur amitié. Je remercie également le groupe du ORNL : J.R. Beene, F.E. Bertrand, M.L. Halbert, D.J. Horen, P.E. Mueller et D.H. Olive pour l'aide accordée. Je dois énormément à R.L. Varner pour m'avoir appris beaucoup sur VMS et pour avoir résolu la "crise informatique" dans la collaboration TAPS lors de la deuxième série d'expériences.

Je suis fier d'avoir fait partie d'une "superéquipe", formée par les collaborateurs TAPS français (GANIL et CENBG) et espagnols (université de Valencia) : Jose (Pepe) Díaz, Pascal Lautridou, Frédéric Lefèvre, Ana Marín, Miguel Marqués, Gínes Martínez, Tomasz Matulewicz, Redouane Merrouch, Jean Québert et Yves Schutz. C'est avec un plaisir sincère que j'ai travaillé avec eux et tous sont devenus des véritables amis.

Je ne peut pas remercier suffisamment mon directeur de thèse Yves Schutz, toujours prêt pour discuter de physique, me donner des bons conseils et me stimuler dans mon travail. Des nombreuses choses que j'ai appris de lui, je tiens à mentionner son art dans la présentation orale.

Je remercie chaleureusement Marie-Laure Schutz qui a scrupuleusement traqué mes "fôtes d'aurographes" et les barbarismes qui s'étaient glissés dans ce mémoire.

Finalement, je tiens à remercier ma famille, Emmy et mes amis des Pays-Bas qui m'ont constamment accueilli chaleureusement. Je dédie ce mémoire à mes parents, qui m'ont toujours stimulé et soutenu, qui ont continuellement cru en moi, et plus précisément pendant une période qui fut particulièrement difficile.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Théorie de l'interférence	5
2.1	Interférence d'amplitude ou du premier ordre	5
2.2	Interférence d'intensité ou du deuxième ordre	11
2.3	Définition empirique de la cohérence	13
2.4	Théorie du champ électromagnétique	14
2.4.1	Description classique	14
2.4.2	Description quantique	15
2.4.3	Amplitude et probabilité de détection	18
2.5	Cohérence	20
2.5.1	Définition de la cohérence	20
2.5.2	Etats cohérents	21
2.5.3	Remarques sur la cohérence	22
2.6	Production de rayonnement de freinage par un courant classique . . .	22
2.7	Les corrélations	24
2.7.1	Définition	24
2.7.2	Intérêt	25
2.7.3	Dérivation de la fonction de corrélation	27
2.7.4	Cohérence	29
2.8	Fonction de corrélation pour les photons durs	29
2.8.1	Le modèle de Neuhauser	30
2.8.2	Le modèle de Razumov, Weiner	32
2.9	Corrélations expérimentales	34
3	Dispositif expérimental	37
3.1	TAPS	37
3.2	Le matériau BaF_2	38

Table des matières

3.3	Géométrie	39
3.3.1	Un seul détecteur	40
3.3.2	Le montage expérimental	41
3.3.3	Laser	44
3.3.4	Veto	44
3.3.5	SPEG	44
3.4	Electronique	45
3.4.1	La chaîne pour un module BaF ₂	45
3.4.2	Description du déclenchement	47
3.4.3	Définition des déclenchements	48
3.4.4	Remarques sur l'électronique	49
3.5	Dispositif informatique	50
3.6	La réaction : faisceau et cible	53
4	Etalonnage et identification	55
4.1	Etalonnage en énergie	55
4.1.1	Piédestal	55
4.1.2	Sources radioactives	56
4.1.3	Rayonnement cosmique	56
4.1.4	Dérives du gain	58
4.2	La coupure en énergie étroite-large	58
4.3	Etalonnage en temps	60
4.3.1	Correction des dérives HF	62
4.3.2	Correction du "walk"	62
4.3.3	Correction de la diaphonie	64
4.4	Identification des particules	64
4.5	Analyse des photons	67
5	Simulations	69
5.1	Motivation	69
5.2	Réalisation	70
5.3	Exemples de simulations	71
5.3.1	Photons durs simples	71
5.3.2	Les pions neutres	71
5.4	Efficacité de détection	73
5.4.1	Photons simples	75
5.4.2	Pions neutres	77

Table des matières

5.4.3	Deux photons	77
5.5	Photons corrélés	77
6	Analyse	83
6.1	Production inclusive de photons	83
6.2	Production inclusive de photons durs	84
6.2.1	Observations expérimentales	84
6.2.2	Comparaison avec la systématique	88
6.2.3	Modèles théoriques	91
6.3	Événements à deux photons	93
6.4	Production des π^0	96
6.5	Emission de paires de photons durs	100
6.6	Corrélations entre photons durs	103
6.6.1	Mixage d'événements	104
6.6.2	La méthode de Zajc	109
6.6.3	Suppression des π^0	114
6.6.4	Utilisation des photons simples	118
6.6.5	Analyse de la fonction de corrélation	121
6.6.6	Discussion	124
6.7	La nouvelle corrélation	126
6.7.1	Introduction	126
6.7.2	Dispositif expérimental	127
6.7.3	Dépouillement	127
6.7.4	Résultats expérimentaux pour Kr + Ni	128
6.7.5	Discussion	131
7	Conclusions	133

Liste des figures

2.1	Schéma d'une expérience d'interférence utilisant deux sources chaotiques indépendantes	6
2.2	Schéma d'une expérience d'interférence utilisant une seule source chaotique	8
2.3	Dispositif schématisant la disparition des franges d'interférence pour déterminer la taille de la source	9
2.4	Fonction de corrélation tracée en fonction de L obtenue avec le dispositif de la figure 2.3	10
2.5	Dispositif permettant de mettre en évidence l'effet de l'interférence du deuxième ordre	12
2.6	Les contributions à la corrélation	26
3.1	Géométrie d'un module BaF_2 de TAPS	40
3.2	Géométrie du multidétecteur TAPS	42
3.3	Définition des axes	43
3.4	Schéma de l'électronique	46
3.5	Schéma du dispositif informatique	51
4.1	Spectres du rayonnement cosmique	57
4.2	Energie étroite versus énergie large	59
4.3	Illustration de la méthode automatique pour obtenir la séparation par analyse de forme de pulse	60
4.4	Spectre en temps d'un détecteur BaF_2	61
4.5	Corrections de <i>walk</i> en ps pour quelques détecteurs BaF_2	63
4.6	Les effets des corrections de temps	65
4.7	Identification des photons	66
5.1	La détection d'un photon dur	72
5.2	Energie déposée versus énergie incidente	72
5.3	Réponse en masse invariante pour les π^0	74

Liste des figures

5.4	Illustration de la méthode de correction pour l'énergie des π^0	74
5.5	Dépendance de l'efficacité de détection sur E_0	76
5.6	E_0 initial en fonction de E_0 TAPS	76
5.7	Fonctions de corrélation simulées avec $R = 4$ fm et $\tau = 7$ fm/c	81
5.8	Fonctions de corrélation simulées pour $R = c\tau = 7$ fm	82
6.1	Spectre inclusif de photons	84
6.2	Spectres en énergie des photons durs	86
6.3	Distribution angulaire de l'émission des photons durs	87
6.4	Systématique de l'émission de photons durs	89
6.5	Systématique pour E_0 de l'émission de photons durs	89
6.6	Systématique de la vitesse de source émettrice des photons durs	90
6.7	Illustration de la contamination cosmique des événements à deux photons	93
6.8	Spectre en masse invariante des événements à deux photons	95
6.9	Masse invariante vs le cosinus de l'angle d'ouverture	95
6.10	Caractéristiques de l'émission des π^0	98
6.11	Systématique de la température pionique	99
6.12	Systématique de la production de particules	100
6.13	Spectre en énergie des photons détectés par paire	102
6.14	Fonctions de corrélation expérimentales obtenues par mixage d'événements	105
6.15	Fonctions de corrélation simulées obtenues par mixage d'événements	106
6.16	Représentation des données en Q_{inv} vs q^0	107
6.17	Fonctions de corrélation expérimentales obtenues par la méthode de Zajc	111
6.18	Fonctions de corrélation simulées obtenues par la méthode de Zajc	112
6.19	Spectre en énergie des photons détectés en paire pondéré par la méthode de Zajc	113
6.20	Fonctions de corrélation expérimentales obtenues par suppression des π^0	115
6.21	Fonctions de corrélation simulées obtenues par suppression des π^0	116
6.22	Spectre en énergie des photons détectés en paire acceptés par la méthode d'enlèvement des π^0	117
6.23	Fonctions de corrélation obtenues par utilisation des inclusifs	120
6.24	Fonctions de corrélation <i>d'analyse</i>	122
6.25	Fonction de corrélation corrigée pour les diverses contaminations	123

Liste des figures

6.26	Fonction de corrélation de la réaction $\text{Kr} + \text{Ni}$ à 60 MeV/u	129
6.27	Agrandissement de la fonction de corrélation de $\text{Kr} + \text{Ni}$	130

Liste des tableaux

3.1	Les positions des blocs	43
4.1	Tableau de diaphonie	63
5.1	Paramètres ajustés des fonctions de corrélations simulées	79

Chapitre 1

Introduction

Parmi les programmes de la physique des ions lourds aux énergies intermédiaires et relativistes, celui suscitant le plus grand enthousiasme, propose l'étude de l'équation d'état de la matière nucléaire chaude et dense. Les seules observables qui permettent l'accès à cette connaissance sont celles qui mettent en jeu des phénomènes collectifs. Actuellement deux approches complémentaires ont la faveur des expérimentateurs : la recherche d'un mouvement collectif de nucléons (flot) et l'observation de particules rares (photons, pions, et..., kaons...). Les deux sont sensibles aux propriétés du milieu nucléaire et par comparaison avec les prédictions de modèles théoriques permettront de contraindre les hypothèses sur l'équation d'état.

Dans ce mémoire la deuxième voie a été choisie, c'est-à-dire la production de photons durs ($E_\gamma > 30$ MeV) en-dessous de leur seuil de production dans une collision nucléon-nucléon libre. L'énergie supplémentaire nécessaire à leur formation pourrait être fournie soit, par un processus collectif où plusieurs nucléons interagissent et contribuent ensemble à la création du photon soit, par la contribution du mouvement de Fermi des nucléons dans la zone participante où le photon est produit par une seule collision nucléon-nucléon. Les observations expérimentales et les calculs théoriques tendent à donner la préférence au deuxième mécanisme. De plus, les calculs précisent que la production est incohérente et a lieu lors de la toute première phase de la réaction, c'est-à-dire qu'elle est parfaitement localisée dans l'espace et le temps. Les photons fournissent donc une sonde originale du début de la réaction où elle testera la distribution dans l'espace de phase des nucléons au sein de la matière nucléaire hors de son état d'équilibre.

Néanmoins, les données expérimentales restent parcellaires et il n'existe, à ce jour, aucune information expérimentale sur l'extension spatiale et temporelle de la source. La levée de cette inconnue fait l'objet de cette thèse.

Pour mesurer l'extension de la source des photons durs, nous avons eu recours à la méthode des corrélations, empruntée à l'astronomie où elle fut couramment utilisée dans les années 50 pour mesurer la tailles d'étoiles.

Cette technique fut utilisée dès les années 60 en physique nucléaire dans tous les domaines d'énergie, employant chaque fois la sonde la plus abondamment produite : proton, neutrons et particules chargées complexes aux énergies intermédiaires ($10 \text{ MeV/u} < E < 100 \text{ MeV/u}$), pions et kaons aux énergies (ultra-)relativistes. Toutes ces particules sont soumises à l'interaction forte qui soit perturbe la mesure de la corrélation, soit ne permet d'accéder qu'à des phases tardives de la réaction. Les photons ne souffrent pas de ce désavantage, mais ne peuvent être mis à profit qu'aux énergies intermédiaires où la contribution des mésons neutres reste contrôlable. Bien que les paires de photons soient produits avec de faibles sections efficaces, l'apport d'un détecteur de grande efficacité rend la mesure de corrélation réalisable. Le multidétecteur de photons TAPS, Two/Three Arm Photon Spectrometer, nous a rendu ce service.

L'intérêt de cette expérience ne se limite pas à la mesure de la taille de la source de photons, mais permet d'aborder un aspect fondamental de l'optique quantique dans un domaine d'énergie où il ne fut jamais étudié. Il s'agit de l'interférence entre des photons indépendants, qui remet en cause l'affirmation de P. A. M. Dirac : "Le photon n'interfère qu'avec lui-même. L'interférence entre deux photons différents ne se produit jamais."

Dans le chapitre 2 je traiterai en détail la théorie générale de l'interférence, afin de bien différencier l'interférence du premier ordre, connue par l'expérience de Young, de l'interférence du deuxième ordre, que nous nous proposons d'étudier. Cette distinction nous conduira à introduire la notion de cohérence, d'abord de façon empirique, puis, après un bref rappel des théories classique et quantique du champ électromagnétique, de façon formelle dans la description de Glauber. La cohérence nous permettra d'introduire le concept des corrélations, qui sera appliqué au cas de la physique nucléaire. Les différentes sources de corrélation seront analysées et les fonctions de corrélation théoriques seront présentées pour les photons durs.

Les trois chapitres suivants seront dédiés à la description de la méthode expérimentale mise en œuvre pour la mesure des corrélations entre photons durs émis dans les réactions entre ions lourds.

Dans le chapitre 3, le dispositif expérimental de TAPS, tel qu'il fut utilisé en 1990, sera décrit.

Dans le chapitre 4 je décrirai en détail les étapes permettant de traduire en

quantités physiques les données numériques accumulées avec TAPS.

Dans le chapitre 5 je présenterai les simulations qui nous ont permis de maîtriser les divers paramètres de TAPS, telles son efficacité de détection et sa fonction de réponse.

Le dernier chapitre sera consacré à l'analyse et à l'interprétation des données expérimentales couvrant tout le spectre de photons. Nos résultats concernant la production inclusive de photons et de π^0 seront interprétés à la lumière des données existantes. Les différentes méthodes de construction de la fonction de corrélation seront comparées et celle révélant le plus fidèlement la corrélation sera sélectionnée. Les résultats de deux expériences seront discutés.

Chapitre 2

Théorie de l'interférence

Dans ce chapitre les méthodes interférométriques destinées à déterminer l'extension spatiale de sources lumineuses chaotiques seront décrites ainsi que leur application en astronomie et en physique nucléaire. Je rappellerai tout d'abord le principe de l'interférence d'amplitude ou du premier ordre établi au début du XIX siècle par Thomas Young et à partir duquel fut conçu l'interféromètre de Michelson. J'exposerai ensuite pourquoi et comment les astronomes Hanbury-Brown et Twiss ont été conduits, dans les années 50, à élaborer le principe de l'interférence du deuxième ordre sur lequel repose leur interféromètre d'intensité. Le phénomène d'interférence, preuve irréfutable du caractère ondulatoire de la lumière, sera ensuite traité dans le cadre de la théorie quantique qui nous permettra de formaliser la notion de cohérence. Je décrirai alors comment, en physique nucléaire, les effets d'interférence du deuxième ordre sont révélés dans la fonction de corrélation mesurée pour des particules identiques. Enfin, je présenterai le cadre théorique dans lequel j'interpréterai les fonctions de corrélation mesurées pour les photons du rayonnement de freinage émis lors de collisions entre ions lourds.

2.1 Interférence d'amplitude ou du premier ordre

Par définition, on appelle interférence la superposition du champ électromagnétique évalué en deux points distincts de l'espace-temps : (\mathbf{r}_1, t_1) et (\mathbf{r}_2, t_2) . Soit le dispositif schématisé de la figure 2.1. Un écran $E1$ est percé en \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 de deux trous *identiques* et de *taille négligeable*. Ils sont illuminés par deux sources de lumière *chaotiques, ponctuelles, monochromatiques et indépendantes*. On observe sur un deuxième écran $E2$ l'intensité lumineuse résultante. La distance séparant les deux

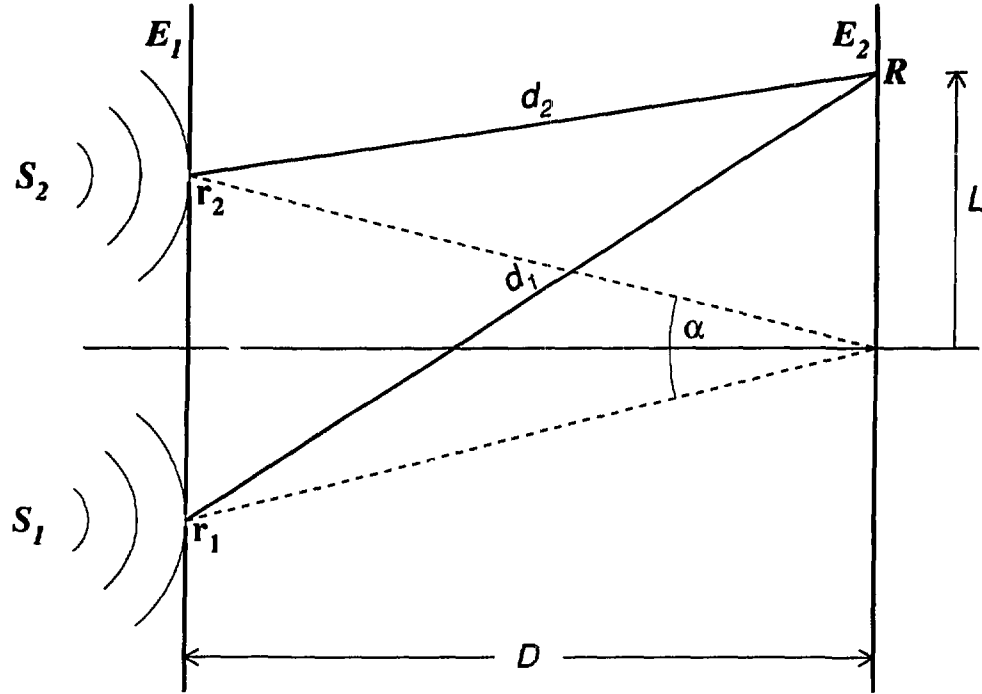


Figure 2.1: Schéma d'une expérience d'interférence utilisant deux sources chaotiques indépendantes. Il n'y a pas formation de franges.

écrans est grande par rapport à l'écartement des deux trous. Le rayonnement est décrit par son champ électrique total $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ que je supposerai, pour la clarté du raisonnement, polarisé linéairement le long de l'axe x ($E_x = E$, $E_y = E_z = 0$; $k_x = k_y = 0$, $k_z = k$). Le champ électrique est, de plus, représenté par une onde plane:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{i[\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t - \Phi(t)]}. \quad (2.1)$$

Seule la phase Φ dépend explicitement du temps. Pour une source chaotique, telle une lampe à incandescence, la phase reste à peu près constante pendant une durée inférieure au temps de cohérence t_c , mais varie aléatoirement pendant des temps plus longs. Le temps de cohérence est une caractéristique de la source. Typiquement pour une lampe à incandescence, il est de l'ordre de 3×10^{-11} s, alors que pour un laser il est de l'ordre de la microseconde.

Sur le deuxième écran, en R , l'on observe, au temps t , la superposition linéaire des champs en r_1 et r_2 à des temps antérieurs t_1 et t_2 :

$$\mathbf{E}(R, t) = \mathbf{E}(r_1, t_1) + \mathbf{E}(r_2, t_2), \quad (2.2)$$

où

$$t_i = t - \frac{d_i}{c}, \quad i = 1, 2, \quad (2.3)$$

où d_i est la distance séparant le trou r_i et R . L'intensité instantanée $I(R, t)$ s'écrit:

$$\begin{aligned} I(R, t) &= |E(R, t)|^2 \\ &= 2E_0^2 \{1 + \cos[k(d_1 - d_2) + (\Phi_1 - \Phi_2)]\}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

En général, l'intensité est enregistrée sur une plaque photographique ou bien s'observe visuellement. Dans les deux cas, le temps d'observation est bien plus long que le temps de cohérence de la source. L'expression (2.4) doit donc être soit, moyennée sur le temps d'observation T , soit, étant donné l'ergodicité du système, moyennée sur un nombre N de mesures effectuées durant une période longue comparée au temps de cohérence:

$$I(R) = \overline{I(R, t)} = \langle I(R, t) \rangle, \quad (2.5)$$

avec les définitions suivantes:

$$\overline{I(R, T)} = \frac{1}{T} \int_0^T I(R, t) dt, \quad (2.6)$$

$$\langle I(R, t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N I_i(R, t). \quad (2.7)$$

Dans l'expérience de la figure 2.1, les phases prises individuellement mais aussi la phase relative, $\delta\Phi(t) = \Phi_1(t) - \Phi_2(t)$, varient aléatoirement dans le temps. Par conséquent, la valeur du deuxième terme dans (2.4) est nulle et l'intensité moyenne se réduit à :

$$I(R) = 2E_0^2 : \quad (2.8)$$

l'écran est uniformément éclairé.

Afin d'obtenir des franges d'interférence, Thomas Young eut l'idée d'éclairer l'écran E1 par une source *ponctuelle* unique en la disposant à *égale distance* des deux trous r_1 et r_2 . Le schéma de ce dispositif est présenté dans la figure 2.2. Ainsi, bien que les phases Φ_1 et Φ_2 varient toujours aléatoirement dans le temps, la phase relative $\delta\Phi$ reste constante. En choisissant dans l'expression (2.4) $\delta\Phi(t) = 0$, l'intensité moyenne s'écrit :

$$I(R) = 2E_0^2 \{1 + \cos[k(d_1 - d_2)]\}. \quad (2.9)$$

Elle résulte de la somme de deux termes : l'un, constant, est dû au rayonnement d'un des deux trous l'autre étant masqué et l'autre terme, dit terme d'interférence

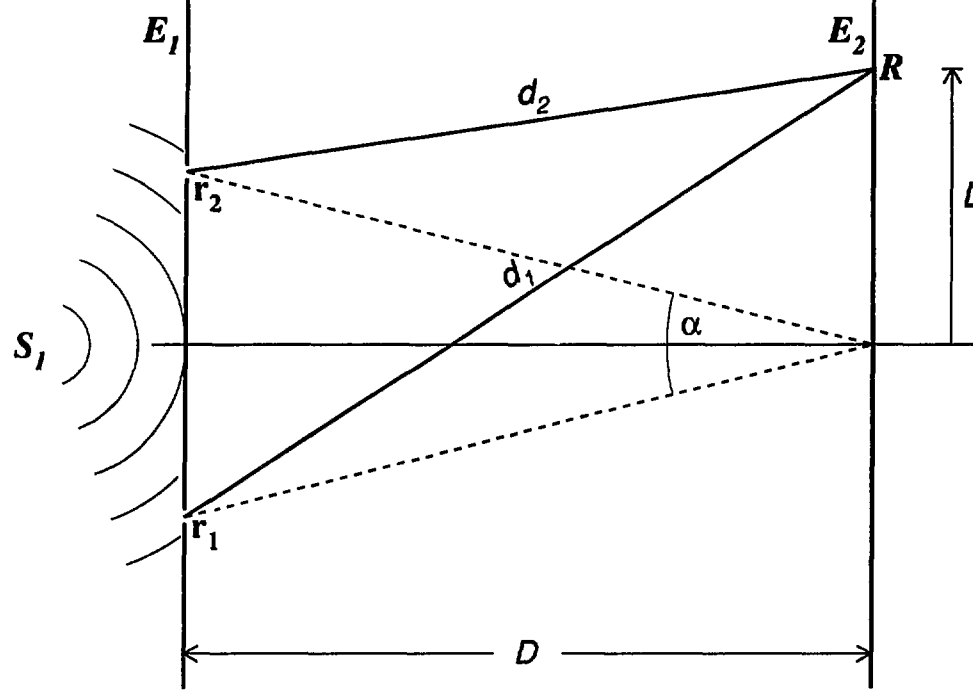


Figure 2.2: Schéma d'une expérience d'interférence utilisant une seule source chaotique. Il y aura formation de franges.

ou de corrélation, donne lieu sur l'écran $E2$ à une modulation spatiale de l'intensité qui ne dépend que de la différence des chemins parcourus par les deux rayonnements. Le terme de corrélation peut se réécrire de façon différente en utilisant les notations de la figure 2.2 :

$$I(R) = 2E_0^2 \{1 + \cos k\alpha L\}, \quad (2.10)$$

il dépend de l'ouverture angulaire des deux trous vus à grande distance et de la position sur l'écran $E2$. La visibilité des franges peut être mesurée par la fonction de corrélation du premier ordre $C^{(1)}$, définie comme suit :

$$C^{(1)}(R) = \frac{\langle I(R) \rangle}{[\langle I_{r_1}(R) \rangle \langle I_{r_2}(R) \rangle]^{\frac{1}{2}}}, \quad (2.11)$$

avec $I_{r_i} = |\overline{E(\mathbf{r}_i, t)}|^2 = E_0^2$. Dans le cas de la figure 2.2, elle est égale à:

$$C^{(1)}(L) = 2 + 2 \cos k\alpha L. \quad (2.12)$$

Elle est maximum pour $L = 0$, c'est-à-dire que la frange la plus brillante apparaît au centre de l'écran. Les franges se répètent avec une périodicité égale à λ/α mais leur intensité diminue au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre pour disparaître

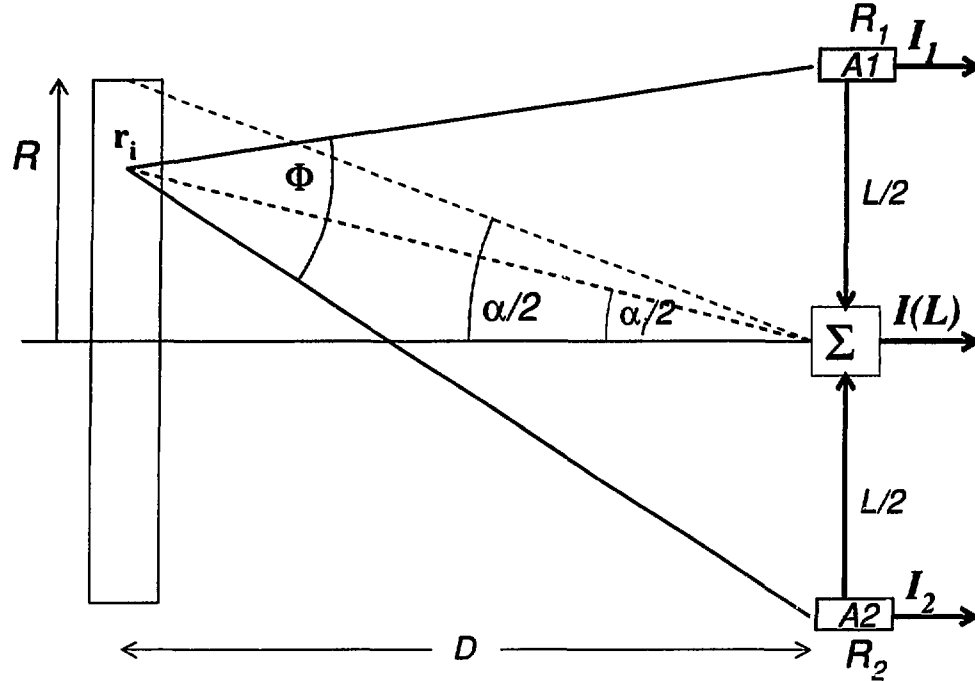


Figure 2.3: Dispositif schématique utilisant la disparition des franges d'interférence pour déterminer la taille de la source.

complètement à une distance $L \gg ct_c$. En effet, lorsque cette condition est remplie, on aura $|t_1 - t_2| \gg t_c$, c'est-à-dire que $\delta\Phi(t)$ variera aléatoirement et l'intensité mesurée sera donnée par la relation (2.8). On obtiendra le même effet en écartant les trous r_1 et r_2 d'une distance supérieure à ct_c .

Une autre cause, souvent prépondérante, de l'atténuation des franges est fournie par l'extension transversale de la source de lumière. Cet effet peut, en fait, être utilisé pour déterminer l'extension spatiale de la source à l'aide du dispositif schématique représenté dans la figure 2.3. La source est vue à une distance D par deux antennes A1 et A2 séparés d'une distance L , telle que $L \ll D$. On supposera que le temps de réponse des antennes est négligeable devant le temps de cohérence de la source. Les signaux électriques des antennes sont additionnés à travers deux câbles de longueurs identiques et l'intensité résultante est enregistrée. Considérons d'abord qu'un seul atome en r_i , au sein de la source émette de la lumière. Sa contribution I_i à l'intensité moyenne totale sera d'après (2.10) :

$$I_i(L) = 2E_0^2 \{1 + \cos(k\phi r_i)\}. \quad (2.13)$$

Lorsque les N atomes de la source, distribués selon une densité $\rho(r_i)$, normalisée telle que $\int \rho(r) d\mathbf{r} = N$, sont prises en compte, l'intensité totale sera obtenue en prenant la

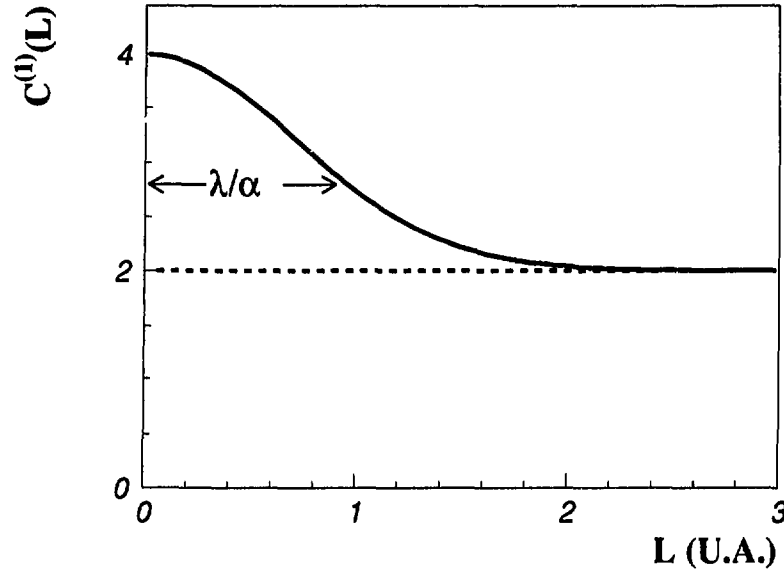


Figure 2.4: *Fonction de corrélation tracée en fonction de L obtenue avec le dispositif de la figure 2.3.*

valeur moyenne, sur le volume de la source, des contributions I_i de l'équation (2.13) :

$$\begin{aligned} I(L) &= \int I_i(L) \rho(r_i) dr_i \\ &= 2N E_0^2 \{1 + \hat{\rho}(k\phi)\}, \end{aligned} \quad (2.14)$$

où $\hat{\rho}(k\phi)$ est la transformée de Fourier de la distribution des atomes dans la source normalisée à l'unité:

$$\hat{\rho}(k\phi) = \frac{1}{N} \int \rho(r_i) e^{-ik\phi r_i} dr_i. \quad (2.15)$$

La fonction de corrélation du premier ordre, définie dans l'équation (2.11), s'écrit dans ces conditions:

$$C^{(1)}(L) = 2 + 2\hat{\rho}(k\phi), \quad (2.16)$$

le dénominateur étant le produit des intensités enregistrées indépendamment par l'une et l'autre des antennes. La largeur de $C^{(1)}$ est inversement proportionnelle à la taille R ou le diamètre angulaire $\alpha = R/D$ de l'étoile.

En choisissant une représentation pour $\rho(r)$, par exemple une distribution gaussienne, on pourra déterminer l'extension spatiale de la source. En effet, si

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi^{1/2} R} e^{-r^2/R^2}, \quad (2.17)$$

on aura :

$$C^{(1)}(L) = 2 + 2e^{-k^2 \alpha^2 L^2/4}. \quad (2.18)$$

On mesurera donc la fonction de corrélation pour différentes valeurs de L et de la distribution obtenue on pourra déduire α comme indiqué sur la figure 2.4.

Ce principe, simplifié ici à l'extrême, est à la base de l'interféromètre de Michelson, utilisé en astronomie pour déterminer l'ouverture angulaire d'étoiles visibles ou émettrices radio. La difficulté de la méthode résidait, dans les années 50, dans la nécessité de garder la phase relative constante pendant toute la durée de la mesure. En effet, les turbulences atmosphériques et les grandes longueurs de câbles, nécessaires à l'obtention de bonnes résolutions, perturbent la stabilité de la phase. C'est pour cette raison que Hanbury-Brown et Twiss ont été amené à élaborer un nouvel interféromètre, basé sur les propriétés de la fonction de corrélation du deuxième ordre.

2.2 Interférence d'intensité ou du deuxième ordre

Reprenons le dispositif de la figure 2.1 en remplaçant le deuxième écran par deux photomultiplicateurs $PM1$ et $PM2$, équipés d'un filtre passe-bande et dont les signaux alimentent un circuit de coïncidences dont on enregistre la sortie. Parallèlement, on enregistre l'intensité délivrée par chacun des photomultiplicateurs. Avec un tel dispositif, représenté sur la figure 2.5, on mesure le produit entre deux *intensités* à des temps et endroits différents plutôt que la corrélation de deux *champs* comme ceci fut le cas dans l'expérience de Young. Les résultats d'une telle mesure sont gouvernés par le degré de cohérence du *deuxième ordre* de la source. Les intensités vues par $PM1$ et $PM2$ pris séparément résultent de la superposition des deux champs en (r_1, t_1) et (r_2, t_2) et s'écrivent :

$$I(R_1, t) = E_0^2 [\sin(\omega_1 t + k_1 d_1 + \phi_1(t)) + \sin(\omega_2 t + k_2 d_2 + \phi_2(t))]^2, \quad (2.19)$$

$$I(R_2, t) = E_0^2 [\sin(\omega_1 t + \phi_1(t)) + \sin(\omega_2 t + \phi_2(t))]^2. \quad (2.20)$$

Les intensités $I(R_1, t)$ et $I(R_2, t)$ contiennent donc un terme constant, des termes en ω_1 et ω_2 , un terme en $\omega_1 + \omega_2$, et un terme en $\omega_1 - \omega_2$. L'emploi du filtre passe-bande supprime toutes les composantes sauf celle en $\omega_1 - \omega_2$. Les intensités $I(R_1, t)$ et $I(R_2, t)$ après le filtre s'écrivent donc comme suit :

$$I(R_1, t) = E_0^2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + k_1 d_1 - k_2 d_2 + \delta\Phi(t)], \quad (2.21)$$

$$I(R_2, t) = E_0^2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t + \delta\Phi(t)]. \quad (2.22)$$

soit, le rapport du nombre moyen de coïncidences et du produit des taux de comptage dans chacun des photomultiplicateurs. La fonction de corrélation du dispositif de la figure 2.5 prend la forme suivante :

$$C^{(2)}(L) = 1 + \frac{1}{2} \cos k\alpha L. \quad (2.26)$$

Comme précédemment, on peut remplacer les deux sources ponctuelles par une source chaotique étendue. En considérant d'abord la contribution de deux atomes excités indépendamment l'un de l'autre, l'intensité mesurée sera celle de l'expression (2.23). Si les N atomes de la source ont une distribution $\rho(r)$, la fonction de corrélation prendra la forme suivante :

$$C^{(2)}(L) = 1 + \frac{N-1}{N} |\hat{\rho}(k\phi)|^2. \quad (2.27)$$

Dans la limite de N grand, la fonction de corrélation devient :

$$C^{(2)} \approx 1 + |\hat{\rho}(k\phi)|^2. \quad (2.28)$$

Pour la source de l'équation (2.17), on aura :

$$C^{(2)}(L) = 1 + e^{-k^2 \alpha^2 L^2 / 2}. \quad (2.29)$$

L'écart par rapport à 1 de la fonction de corrélation du deuxième ordre est donc une mesure de l'extension spatiale d'une source lumineuse observée à très grande distance. C'est sur ce principe, de nouveau simplifié ici à l'extrême, que repose l'interféromètre d'intensité ou encore interféromètre HBT. La différence fondamentale avec l'interféromètre de Michelson est qu'il n'est plus nécessaire de garder constante la phase relative entre les signaux des deux photomultiplicateurs pendant la durée de la mesure.

2.3 Définition empirique de la cohérence

On dira d'un champ électromagnétique qu'il est cohérent en deux points distincts de l'espace-temps, si, en la superposant par un moyen quelconque, il donne lieu à des effets d'interférence. On constate que cette définition est trop restrictive puisque les deux types d'interférence décrits dans les deux paragraphes précédents nous imposent de distinguer entre cohérence du premier ordre et cohérence du deuxième ordre. On distinguera donc plutôt source chaotique, qui peut être partiellement cohérente, et source laser, qui est la meilleure source cohérente disponible expérimentalement aujourd'hui.

Cette distinction entre premier et deuxième ordre laisse entrevoir une hiérarchie infinie de degré de cohérence. La définition mathématique de la cohérence [6,7] fait l'objet du paragraphe suivant.

2.4 Théorie du champ électromagnétique

Les photons étant les quanta du champ électromagnétique, je ferai un bref rappel de la théorie classique et quantique du champ électromagnétique afin d'introduire les formalismes nécessaires au développement des concepts abordés dans les paragraphes suivants.

2.4.1 Description classique

Classiquement le comportement du champ électromagnétique est décrit par les équations de Maxwell, que l'on écrit dans le système des unités de Gauss CGS ($\epsilon_0 = \mu_0 = 1$) :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (2.30)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.31)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.32)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}. \quad (2.33)$$

Les expressions pour les champs \mathbf{E} et \mathbf{B} ne sont pas quelconques. En effet, l'équation (2.32) suggère l'introduction du potentiel vecteur \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}. \quad (2.34)$$

L'équation (2.31) peut alors s'écrire :

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0, \quad (2.35)$$

et conduit à définir le potentiel scalaire V :

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla V. \quad (2.36)$$

En introduisant la notation tensorielle et avec les définitions suivantes :

$$A^\mu = (V, \mathbf{A}), \quad (2.37)$$

$$J^\mu = (c\rho, \mathbf{J}), \quad (2.38)$$

les équations de Maxwell peuvent s'écrire fort élégamment sous forme covariante :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} \equiv \partial_\mu (\partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu) = \frac{4\pi}{c} J^\nu. \quad (2.39)$$

La conservation de charge $\partial_\mu J^\mu = 0$ est une conséquence de cette équation. On constate que le tenseur $F^{\mu\nu}$ est invariant pour une transformation qui change A^μ en $A^\mu + \partial^\mu \Lambda$ où Λ est une fonction arbitraire. Cette invariance permet de choisir librement une convention qui détermine A^μ de façon unique. Un choix pratique consiste à définir A^μ tel que le terme $\partial_\mu A^\mu$ s'annule (condition de Lorentz). L'équation (2.39) s'écrit alors :

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu = \square A^\nu = \frac{4\pi}{c} J^\nu. \quad (2.40)$$

Même avec la condition de Lorentz, le champ A^μ n'est pas unique. En effet, une transformation qui change A^μ en $A^\mu + \Lambda'^\mu$ où Λ'^μ satisfait la relation $\square \Lambda'^\mu = 0$ ne change pas la physique imposée par J^μ . Il n'existe pas de méthode satisfaisante pour réduire ce degré de liberté sans détruire la covariance. En se plaçant dans le vide où $J^\mu = 0$, on peut choisir $A^0 = V = 0$ et ainsi éliminer le dernier degré de liberté. Ce choix est appelé jauge de Coulomb. La condition de Lorentz avec ce choix de jauge devient alors :

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0, \quad (2.41)$$

ce qui est la condition de transversalité : le champ est perpendiculaire à la direction de propagation. Toute la physique du champ électromagnétique est contenue dans le potentiel vecteur \mathbf{A} , qui génère les champs observables \mathbf{E} et \mathbf{B} .

La propagation d'une particule de charge q , dans un champ électromagnétique est obtenue en remplaçant son moment \mathbf{p} par $\mathbf{p} - q\mathbf{A}/c$. L'Hamiltonien classique pour un tel système s'écrit :

$$H = \frac{1}{2m} \left(\mathbf{p} - \frac{q}{c} \mathbf{A} \right)^2 + \frac{1}{4\pi} \int d^3\mathbf{r} |E(\mathbf{r}, t)|^2, \quad (2.42)$$

où le premier terme contient l'énergie cinétique de la particule et son interaction avec le champ et le deuxième, l'énergie du champ.

2.4.2 Description quantique

Dans la description quantique, le potentiel vecteur A^μ est remplacé par l'opérateur de champ des photons. L'équation (2.39) doit alors être interprétée comme une équation de champ dans laquelle J^μ joue le rôle d'opérateur courant électromagnétique. La description de l'interaction du champ électromagnétique avec la matière (Q.E.D.) fait appel à des calculs complexes du fait du couplage J^μ avec le

champ électromagnétique. Par contre, dans le vide ($J^\mu = 0$) on peut adopter la jauge de Coulomb, ce qui simplifie énormément le formalisme.

Le photon est un boson vecteur de spin $S = 1$. Il se propage à la vitesse de la lumière et n'a, par conséquent, pas de repère propre. La composante du spin parallèle à la direction de propagation $\hat{\mathbf{k}}$ ne peut donc prendre que deux valeurs : $+\hbar$ et $-\hbar$. Un photon dans un état propre de $\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{k}}$, de valeur propre $+\hbar$, est dit d'hélicité positive ou droite et un photon dans l'état propre de valeur propre $-\hbar$, d'hélicité négative ou gauche. On peut maintenant introduire les opérateurs de création $a_{\mathbf{k}D}^\dagger$ et $a_{\mathbf{k}G}^\dagger$ et leurs adjoints, les opérateurs d'annihilation $a_{\mathbf{k}D}$ et $a_{\mathbf{k}G}$. Ces opérateurs créent ou annihilent un photon de moment $\hbar\mathbf{k}$ et d'hélicité droite (D) ou gauche (G). Pour discrétiser les moments, on impose des conditions aux bords périodiques en L : $\mathbf{k} = 2\pi/L \cdot (n_x, n_y, n_z)$. Les règles de commutation de ces opérateurs a_σ sont celles des bosons :

$$[a_{\mathbf{k}\sigma}, a_{\mathbf{k}'\sigma'}^\dagger] = \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \delta_{\sigma\sigma'}, \quad (2.43)$$

$$[a_{\mathbf{k}\sigma}, a_{\mathbf{k}'\sigma'}] = 0, \quad (2.44)$$

$$[a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger, a_{\mathbf{k}'\sigma'}^\dagger] = 0. \quad (2.45)$$

En se rappelant qu'un photon de moment $\hbar\mathbf{k}$ a une énergie $\hbar\omega_k$, on peut écrire l'opérateur nombre de photons N , et l'Hamiltonien H du système pour un état pur de photons :

$$N = \sum_{\mathbf{k}, \sigma=D,G} a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}\sigma}, \quad (2.46)$$

$$H = \sum_{\mathbf{k}, \sigma=D,G} \hbar\omega_k a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger a_{\mathbf{k}\sigma}. \quad (2.47)$$

La dépendance en temps des opérateurs a et a^\dagger , dans la représentation de Heisenberg, est décrite par les équations de mouvement :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{da_{\mathbf{k}\sigma}}{dt} &= [a_{\mathbf{k}\sigma}, H] = \hbar\omega_k a_{\mathbf{k}\sigma}, \\ i\hbar \frac{da_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger}{dt} &= [a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger, H] = \hbar\omega_k a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger, \end{aligned} \quad (2.48)$$

d'où :

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{k}\sigma}(t) &= a_{\mathbf{k}\sigma} e^{-i\omega_k t}, \\ a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger(t) &= a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger e^{i\omega_k t}. \end{aligned} \quad (2.49)$$

Pour passer du traitement classique au traitement quantique, il faut remplacer les observables classiques \mathbf{E} et \mathbf{B} par des opérateurs hermitiques. Ces opérateurs,

notés également \mathbf{E} et \mathbf{B} , doivent eux aussi obéir aux équations de Maxwell (2.30-2.33). Dans la jauge de Coulomb, ils se déduisent du champ \mathbf{A} : $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/c\partial t$ et $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$.

Le potentiel \mathbf{A} lui aussi est représenté par un opérateur hermitique. Comme \mathbf{A} dépend explicitement du temps t et de la position \mathbf{r} (pour générer \mathbf{E} et \mathbf{B})*, il pourra être séparé en une composante de fréquences positives $\mathbf{A}^{(+)}$ et une composante de fréquences négatives $\mathbf{A}^{(-)}$. Cette séparation correspond à une analyse de Fourier $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \iint \mathbf{a}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} d^3\mathbf{k} d\omega$:

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^{(+)}(\mathbf{r}, t) &= \int_0^\infty \mathbf{a}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \\ \mathbf{A}^{(-)}(\mathbf{r}, t) &= \int_{-\infty}^0 \mathbf{a}(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = \int_0^\infty \mathbf{a}^\dagger(\mathbf{r}, \omega) e^{i\omega t} d\omega, \end{aligned} \quad (2.50)$$

où l'hermiticité de \mathbf{A} a été utilisée : $\mathbf{a}(\mathbf{r}, -\omega) = \mathbf{a}^\dagger(\mathbf{r}, \omega)$.

Les deux opérateurs $\mathbf{A}^{(+)}$ et $\mathbf{A}^{(-)}$ sont adjoints l'un de l'autre et ont une dépendance en temps totalement différente. On en déduit que l'action de ces deux opérateurs est différente, l'un étant associé à l'émission d'un photon et l'autre à l'absorption d'un photon. En effet $\mathbf{A}^{(+)}$ a la même dépendance en temps que l'opérateur d'annihilation a , ce qui conduit à écrire $\mathbf{A}^{(+)}$ comme :

$$\mathbf{A}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \sqrt{2\pi\hbar c^2} L^{-3/2} \sum_{\mathbf{k}, \sigma=D, G} \frac{1}{\sqrt{\omega_k}} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)} a_{\mathbf{k}\sigma} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t}. \quad (2.51)$$

Le vecteur $\hat{\mathbf{e}}^{(\sigma)}$ est un vecteur unitaire correspondant à une polarisation droite $1/\sqrt{2}(1, -i, 0)$ ou gauche $1/\sqrt{2}(1, i, 0)$, où \mathbf{k} est parallèle à l'axe z .

Le même raisonnement est valable pour décomposer $\mathbf{A}^{(-)}$ en une somme d'opérateurs de création a^\dagger .

Les opérateurs \mathbf{E} et \mathbf{B} peuvent être séparés de la même façon en une composante positive et une composante négative. $\mathbf{E}^{(+)}$ peut donc s'écrire :

$$\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial \mathbf{A}^{(+)}}{\partial ct} = i\sqrt{2\pi\hbar} L^{-3/2} \sum_{\mathbf{k}, \sigma=D, G} \sqrt{\omega_k} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)} a_{\mathbf{k}\sigma} e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)}. \quad (2.52)$$

Cette équation peut être inversée pour décrire a en fonction de $\mathbf{E}^{(+)}$:

$$\sum_{\sigma} \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)} a_{\mathbf{k}\sigma} = \frac{1}{i\sqrt{2\pi\hbar\omega_k}} L^{-3/2} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega_k t)}. \quad (2.53)$$

L'Hamiltonien du champ électromagnétique libre (2.47) peut être réécrit en utilisant les opérateurs $\mathbf{E}^{(+)}$ et $\mathbf{E}^{(-)}$:

$$H = \frac{1}{2\pi} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t). \quad (2.54)$$

* Dans la jauge de Coulomb

L'Hamiltonien pour le système à une particule en interaction avec le champ, est obtenu — comme dans le cas classique — en remplaçant le moment \mathbf{p} par $\mathbf{p} - q\mathbf{A}/c$:

$$H = \frac{1}{2m} \int d^3\mathbf{r} \bar{\psi} (-i\hbar\nabla - \frac{q}{c}\mathbf{A})^2 \psi + \frac{1}{2\pi} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t). \quad (2.55)$$

Cette équation est analogue à l'équation classique (2.42). L'Hamiltonien décrit toute l'interaction du champ avec la matière. Cette description contient une série infinie de processus d'émission et d'absorption de photons. Si l'on spécifie un courant classique \mathbf{J} , on peut simplifier cet Hamiltonien pour qu'il ne contienne que les processus d'émission et d'absorption d'un seul photon. Dans cette approximation l'Hamiltonien s'écrit :

$$H = \frac{1}{2\pi} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad (2.56)$$

C'est avec cette forme de l'Hamiltonien que l'on peut calculer la production des photons du rayonnement de freinage (cf. paragraphe 2.6).

2.4.3 Amplitude et probabilité de détection

Dans le paragraphe précédent, nous avons montré que $\mathbf{E}^{(+)}$ est assimilé à l'opérateur d'annihilation a d'un photon (2.53), on en déduit que le champ mesuré lors des processus d'absorption, est le champ $\mathbf{E}^{(+)}$ et non le champ \mathbf{E} . L'élément de matrice décrivant la transition d'un état $|i\rangle$ vers un état $|f\rangle$ dans laquelle un photon polarisé parallèlement à un axe x_μ est absorbé au point (\mathbf{r}, t) est donc :

$$\langle f | \mathbf{E}_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle. \quad (2.57)$$

Si l'on considère un détecteur ponctuel idéal et présentant une absorption indépendante de la fréquence ω_k du photon, la probabilité d'absorption s'écrit comme le somme sur tous les états $|f\rangle$ du carré de l'amplitude (2.57) :

$$\sum_{|f\rangle} |\langle f | E_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle|^2 = \langle i | E_\mu^{(-)}(\mathbf{r}, t) E_\mu^{(+)}(\mathbf{r}, t) | i \rangle, \quad (2.58)$$

où l'on a utilisé la relation de fermeture. Cette forme est équivalente à la relation (2.46) qui décrit l'opérateur N nombre de photons. La probabilité d'absorption d'un photon par unité de temps est donc la valeur attendue de l'opérateur $\mathbf{E}^{(-)}\mathbf{E}^{(+)}$ et non de l'opérateur \mathbf{E}^2 . Il est à noter que la valeur attendue de l'opérateur E^2 pour le vide $|0\rangle$, l'état sans photon, n'est pas nulle : $\langle 0 | E^2 | 0 \rangle > 0$.

L'équation (2.58) peut être facilement généralisée à la détection de deux ou plusieurs photons. Pour éviter d'inclure la polarisation dans la notation, on suppose

que le détecteur idéal de photons est muni d'un polariseur et qu'ainsi seuls les photons polarisés dans une direction \hat{e} (éventuellement complexe) sont détectés. On introduit pour cela les quantités $E^{(+)} = \hat{e}^* \cdot \mathbf{E}^{(+)}$ et $E^{(-)} = \hat{e} \cdot \mathbf{E}^{(-)}$. La probabilité par unité (temps)² d'absorber un photon en $x_1 = (\mathbf{r}_1, t_1)$ et un autre en $x_2 = (\mathbf{r}_2, t_2)$ est :

$$\langle i | E^{(-)}(x_1) E^{(-)}(x_2) E^{(+)}(x_2) E^{(+)}(x_1) | i \rangle, \quad (2.59)$$

de même pour n photons, cette probabilité est :

$$\langle i | E^{(-)}(x_1) \dots E^{(-)}(x_n) E^{(+)}(x_n) \dots E^{(+)}(x_1) | i \rangle. \quad (2.60)$$

Comme on ne connaît pas avec précision l'état $|i\rangle$ qui conduit à un état final donné $|f\rangle$, on introduit l'opérateur densité ρ , qui décrit l'état initial. Si l'état étudié est $|i(\alpha)\rangle$ dépendant d'un ensemble de paramètres α , l'opérateur de densité ρ est défini comme :

$$\rho = \{ |i(\alpha)\rangle \langle i(\alpha)| \}_{\alpha}. \quad (2.61)$$

Le symbole $\{ \}_{\alpha}$ dénote une moyenne sur α .

Le taux de comptage d'un détecteur idéal de photons pour l'ensemble des états $|i(\alpha)\rangle$ moyenné sur α s'obtient à partir de la définition (2.61) :

$$\begin{aligned} & \left\{ \langle i(\alpha) | E^{(-)}(x) E^{(+)}(x) | i(\alpha) \rangle \right\}_{\alpha} = \\ & \sum_{|f\rangle} \left\{ \langle f | i(\alpha) \rangle \langle i(\alpha) | E^{(-)}(x) E^{(+)}(x) | f \rangle \right\}_{\alpha} = \\ & \text{Tr}(\rho E^{(-)}(x) E^{(+)}(x)). \end{aligned} \quad (2.62)$$

où Tr représente la trace. Puisque la valeur attendue de l'opérateur unité est 1, ρ doit être normalisé tel que $\text{Tr}(\rho) = 1$. Pour obtenir le taux de comptage des coïncidences d'ordre n en $x_1 \dots x_n$, il faut remplacer $E^{(-)}(x) E^{(+)}(x)$ dans l'équation (2.62) par $E^{(-)}(x_1) \dots E^{(-)}(x_n) E^{(+)}(x_n) \dots E^{(+)}(x_1)$.

L'expression (2.62) n'est en fait qu'une forme particulière d'une expression plus générale où les champs $\mathbf{E}^{(+)}$ et $\mathbf{E}^{(-)}$ sont évalués en des points différents de l'espace-temps. On définit les fonctions de cohérence $G^{(n)}$:

$$\begin{aligned} G^{(1)}(x_1, x_2) &= \text{Tr}(\rho E^{(-)}(x_1) E^{(+)}(x_2)), \\ G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n}) &= \text{Tr}(\rho E^{(-)}(x_1) \dots E^{(-)}(x_n) E^{(+)}(x_{n+1}) \dots E^{(+)}(x_{2n})). \end{aligned} \quad (2.63)$$

Lors de la description de la cohérence, on se rendra compte que ces valeurs sont importantes même pour des positions x et x' éloignées. Cette importance n'est pas limitée aux formes quadratiques, comme en (2.62), mais s'étend aux puissances plus élevées, correspondant aux relations (2.63).

2.5 Cohérence

2.5.1 Définition de la cohérence

Après les définitions de $G^{(n)}$, on a les outils nécessaires au traitement de la cohérence. En optique, le terme de cohérence est souvent utilisé pour dénoter une forte corrélation entre les valeurs du champ en deux points éloignés, soit dans l'espace (longueur de cohérence), soit dans le temps (temps de cohérence). Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre, une telle cohérence du champ est une condition nécessaire à l'observation de franges d'interférence dans les expériences de Young, où l'on mesure des formes quadratiques en E (équation (2.62)). Ce type de cohérence correspond à une cohérence du premier ordre, définie en imposant que la fonction de corrélation normalisée du premier ordre :

$$g^{(1)}(x_1, x_2) = \frac{G^{(1)}(x_1, x_2)}{\{G^{(1)}(x_1, x_1)G^{(1)}(x_2, x_2)\}^{1/2}} \quad (2.64)$$

ait une valeur absolue égale à 1 : $|g^{(1)}(x_1, x_2)| = 1$.

Avec la définition des fonctions de corrélation à l'ordre n :

$$g^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n}) = \frac{G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n})}{\{G^{(1)}(x_1, x_1) \cdot G^{(1)}(x_{2n}, x_{2n})\}^{1/2}} \quad (2.65)$$

on peut formuler les conditions nécessaires à l'obtention d'un état cohérent :

$$|g^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n})| = 1, \quad n = 1, 2, \dots, \infty. \quad (2.66)$$

Un état cohérent du champ devrait donc obéir à un nombre infini de conditions, et l'on peut établir une hiérarchie de cohérence. Un état du champ est dit cohérent à l'ordre N s'il obéit aux équations (2.66) pour toutes les valeurs de n telles que $n < N$. Le bien-fondé de cet ordre hiérarchique est illustré par les expériences décrites au début de ce chapitre.

En fait, pour un état du champ cohérent à l'ordre N , on observe que $g^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_n, \dots, x_1) = 1$ pour $n < N$, puisque le taux de comptage $G^{(n)}$ de l'équation (2.63) doit être réel et non-négatif. Ainsi, pour un tel état du champ, $G^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_n, \dots, x_1)$ se factorise :

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_n, \dots, x_1) = G^{(1)}(x_1, x_1) \cdot G^{(1)}(x_n, x_n). \quad (2.67)$$

A partir des relations (2.66) et (2.67), on constate qu'un seul détecteur suffit pour mesurer les caractéristiques d'un état cohérent du champ : la probabilité pour une coïncidence à l'ordre n est égale au produit des n probabilités d'absorber un seul photon.

La factorisation dans l'équation (2.67) suggère une définition de la cohérence plus forte que les conditions (2.66) : un état du champ est cohérent s'il existe une fonction $\mathcal{E}(x)$, indépendante de n , telles que les fonctions de corrélation (2.63) peuvent s'écrire sous la forme :

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n}) = \mathcal{E}^*(x_1) \cdot \mathcal{E}^*(x_n) \mathcal{E}(x_{n+1}) \cdot \mathcal{E}(x_{2n}) \quad (2.68)$$

Il est évident qu'un état satisfaisant la relation (2.68) obéit aussi à l'égalité (2.66). L'exemple de l'onde plane $E^{(+)} \propto \exp(i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t))$ illustre le fait qu'il existe des états cohérents au sens de la relation (2.68).

2.5.2 Etats cohérents

Il découle directement de la définition (2.68) que les états propres des opérateurs $\mathbf{E}^{(+)}$ et $\mathbf{E}^{(-)}$ sont des états cohérents. Toutefois, $\mathbf{E}^{(+)}$ et $\mathbf{E}^{(-)}$ sont réciproquement adjoints. Ce type d'opérateur ne peut en général être diagonalisé. Cependant il peut avoir des états propres, mais il faut faire une différence entre un état propre à droite et un état propre à gauche. Ainsi $\mathbf{E}^{(+)}$ n'a pas d'états propres gauche et $\mathbf{E}^{(-)}$ n'en a pas droite. De plus, les états propres de droite de $\mathbf{E}^{(+)} |\alpha\rangle$ sont des états propres de gauche de $\mathbf{E}^{(-)}$:

$$\begin{aligned} E^{(+)}(\mathbf{r}, t) |\alpha\rangle &= \mathcal{E}(\mathbf{r}, t) |\alpha\rangle, \\ \langle \alpha | E^{(-)}(\mathbf{r}, t) &= \langle \alpha | \mathcal{E}^*(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (2.69)$$

Puisque $\mathbf{E}^{(+)}$ peut être décrit comme une somme d'opérateurs d'annihilation (2.53), le problème de trouver un état $|\alpha\rangle$ peut se réduire à trouver les états propres de l'opérateur d'annihilation mode par mode :

$$a_{\mathbf{k}\sigma} |\alpha\rangle = \alpha_{\mathbf{k}\sigma} |\alpha\rangle. \quad (2.70)$$

Par la suite, pour une meilleure lisibilité, je supprimerai les nombres quantiques \mathbf{k} et σ . Pour donner la solution de (2.70), il est utile d'introduire l'opérateur de déplacement $D(\beta)$ qui est caractérisé par :

$$D^{-1}(\beta) a D(\beta) = a + \beta, \quad (2.71)$$

L'opérateur $D(\beta)$ déplace l'état $|\alpha\rangle$ de (2.70) vers l'état $|\alpha + \beta\rangle$, qui est un état propre de a avec la valeur propre $\alpha + \beta$. En particulier : l'action de $D(\alpha)$ sur le vide $|0\rangle$ donne l'état $|\alpha\rangle$ de l'équation (2.70). L'état $|\alpha\rangle$ est donc donné par :

$$|\alpha\rangle = D(\alpha) |0\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} e^{i\alpha^\dagger a} |0\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_n \frac{(\alpha a^\dagger)^n}{n!} |0\rangle \quad (2.72)$$

Il en résulte qu'un état cohérent contient un nombre indéfini de quanta distribués selon une fonction de Poisson.

2.5.3 Remarques sur la cohérence

- Les états $|\alpha\rangle$ de l'équation (2.72), états propres de l'opérateur d'annihilation, sont des états propres à droite de l'opérateur $\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t)$ et des états propres à gauche de l'opérateur $\mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t)$ (2.69). Les taux de comptages s'écrivent donc comme le produit des fonctions $\mathcal{E}^*(\mathbf{r}, t)$ et $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$, ce qui était la définition des états cohérents. En particulier il est important de noter que la fonction de corrélation du deuxième ordre $g^{(2)}(x_1, x_2, x_2, x_1) \equiv 1$ pour un état cohérent. *Un état cohérent ne donnera donc pas lieu à l'effet HBT.*
- On peut identifier $\mathcal{E}^*(\mathbf{r}, t)$ et $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ avec le champ $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ classique : $\mathbf{E}_{\text{clas}} = \mathcal{E} + \mathcal{E}^* = 2\text{Re } \mathcal{E}$. Une onde classique avec une amplitude E contient une énergie $\frac{1}{2} E^2 = 2\mathcal{E}^* \mathcal{E}$; des deux côtés de l'égalité une moyenne par longueur d'onde a été effectuée. Le facteur 2 explique également la différence entre $1/4\pi$ dans l'équation (2.42) et $1/2\pi$ dans (2.54).
- Les états cohérents sont des états qui permettent une description classique. Cela est, cependant, plus profond : dès que l'on décrit un champ électrique classique déterministe on traite un état cohérent, le traitement classique étant alors équivalent au traitement quantique.
- Deux états cohérents peuvent être superposés. La superposition des états cohérents $|\alpha\rangle$ et $|\beta\rangle$ donne l'état $|\alpha + \beta\rangle$: un état pour lequel $\mathcal{E}_{|\alpha+\beta\rangle}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_{|\alpha\rangle}(\mathbf{r}, t) + \mathcal{E}_{|\beta\rangle}(\mathbf{r}, t)$ ce qui correspond à la superposition additive classique $\mathbf{E}_{\alpha+\beta}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{\alpha}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}_{\beta}(\mathbf{r}, t)$.
- En général, il est possible de décomposer un champ $|i\rangle$ en états cohérents. Dans le traitement classique l'incohérence est obtenue en prenant une moyenne sur un ensemble d'états cohérents avec des phases aléatoires. Ceci est réalisé dans l'expérience HBT, décrite au début de ce chapitre, en moyennant la mesure sur le temps.

2.6 Production de rayonnement de freinage par un courant classique

Quand deux particules chargées, deux noyaux par exemple, entrent en collision, il y a, du fait de l'accélération et de la décélération des charges, production d'un courant électromagnétique \mathbf{J} . Dans le cas d'un courant décrit classiquement, il est possible

de calculer la production du rayonnement de freinage. L'Hamiltonien est celui de l'équation (2.56) :

$$H = \frac{1}{2\pi} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{E}^{(-)}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c} \int d^3\mathbf{r} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \quad (2.73)$$

Dans la représentation en moment on peut réécrire cet Hamiltonien en fonction des opérateurs de création $a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger$ et d'annihilation $a_{\mathbf{k}\sigma}$ en utilisant les équations (2.51) et (2.53) :

$$H(t) = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \left[\hbar\omega_k a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger(t) a_{\mathbf{k}\sigma}(t) - \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega_k}} \mathbf{j}(\mathbf{k}, t) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)} a_{\mathbf{k}\sigma}(t) - \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega_k}} \mathbf{j}^*(\mathbf{k}, t) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)*} a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger(t) \right] \quad (2.74)$$

où $\mathbf{j}(\mathbf{k}, t)$ est la transformée de Fourier de $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$. Cet Hamiltonien (2.74) montre que les modes de photons peuvent être étudiés séparément. Pour chaque mode l'Hamiltonien s'écrit donc sous la forme $H(t) = a^\dagger a + f(t)a + f(t)^* a^\dagger$.

Ce problème est plus facile à résoudre en adoptant la représentation de Heisenberg puisque l'Hamiltonien dépend explicitement du temps. Dans cette représentation l'Hamiltonien se transforme au cours du temps de $\hbar\omega a_-^\dagger a_-$ en $\hbar\omega a_+^\dagger a_+$ où les signes $-$ et $+$ traduisent les limites $t \rightarrow -\infty$ et $t \rightarrow +\infty$ respectivement. Ces limites existent si la production de courant électromagnétique est de durée finie. Les équations d'évolution pour a^\dagger et a sont :

$$\begin{aligned} \frac{da_{\mathbf{k}\sigma}}{dt} &= \frac{[a_{\mathbf{k}\sigma}(t), H(t)]}{i\hbar} = -i\omega_k a_{\mathbf{k}\sigma}(t) + i\sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\omega}} \mathbf{j}^*(\mathbf{k}, t) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)*}, \\ \frac{da_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger}{dt} &= \frac{[a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger(t), H(t)]}{i\hbar} = i\omega_k a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger(t) - i\sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\omega}} \mathbf{j}(\mathbf{k}, t) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)}. \end{aligned} \quad (2.75)$$

Ces équations différentielles pour a^\dagger et a peuvent être résolues et le résultat de ce calcul s'écrit :

$$\begin{aligned} a_{\mathbf{k}\sigma,+} &= a_{\mathbf{k}\sigma,-} + i\sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\omega}} \mathbf{j}^*(\mathbf{k}, \omega_k) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)*}, \\ a_{\mathbf{k}\sigma,+}^\dagger &= a_{\mathbf{k}\sigma,-}^\dagger - i\sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\omega}} \mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega_k) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)}, \end{aligned} \quad (2.76)$$

où $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = \int \mathbf{j}(\mathbf{k}, t) e^{-i\omega t} dt$ est la transformée de Fourier de $\mathbf{j}(\mathbf{k}, t)$.

Les équations (2.76) sont en fait celles qui caractérisent l'opérateur de déplacement D dans l'équation (2.71). Si l'état du champ à $t \rightarrow -\infty$ est le vide $|0\rangle$, l'état $|+\rangle$ pour $t \rightarrow +\infty$ sera donné par :

$$|+\rangle = D\left(i\sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\omega}} \mathbf{j}^*(\mathbf{k}, \omega_k) \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k}}^{(\sigma)*}\right) |0\rangle : \quad (2.77)$$

c'est un état cohérent.

En effet, les approximations faites — un courant classique donné — lors de la dérivation de ce résultat sont valables dans le cas de la production du rayonnement de freinage noyau-noyau. Ce rayonnement de freinage, dû à l'accélération des noyaux en collision, est donc de nature cohérente.

Lors d'une collision entre ions lourds, ce processus peut être négligé car la production de photons est dominée par la superposition de rayonnements de freinage de collisions individuelles proton-neutron au sein de la zone d'interaction. Étant donné le caractère indépendant de ces collisions, le rayonnement total est de nature incohérente et peut être utilisé en vue d'observer les effets d'interférence du deuxième ordre, grâce à la mesure de corrélations.

2.7 Les corrélations

En 1959 Goldhaber, Goldhaber, Lee, et Pais [5] tentèrent de détecter, à travers sa décroissance en π^+ et π^- , le méson ρ produit par annihilation $p\bar{p}$ à faible énergie. Au vu de la trop faible statistique, ils s'intéressèrent à une autre observable, l'angle d'ouverture d'une paire de pions. Ils trouvèrent que le nombre de paires de pions de même charge ayant un angle d'ouverture inférieur à 90° était plus important que le nombre de paires de charges opposées pour ce même angle d'ouverture : les pions de même charge se rapprochent dans l'espace de phase. Ils attribuèrent cet effet à la statistique quantique, la symétrisation Bose-Einstein, et déduisirent la taille de la zone de production de pions (1 fm). L'analogie de ce type de mesure avec la technique d'interférométrie HBT s'impose, et explique la dénomination d'interférométrie de pions généralement adoptée.

2.7.1 Définition

La définition de la fonction de corrélation est donnée dans la référence [12] où le concept théorique de l'interférométrie de pions a été fondé. Par définition, la fonction de corrélation est le rapport, normalisé pour les multiplicités, entre la section efficace différentielle de la production de deux particules $d^6\sigma/d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2$ et le produit des sections efficaces de production d'une seule particule $d^3\sigma(\pi)/d^3\mathbf{k}$:

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{\langle n \rangle^2}{\langle n(n-1) \rangle} \frac{\sigma(\pi) \frac{d^6\sigma(\pi\pi)}{d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2}}{\frac{d^3\sigma(\pi)}{d^3\mathbf{k}_1} \frac{d^3\sigma(\pi)}{d^3\mathbf{k}_2}}. \quad (2.78)$$

Les normalisations $\langle n \rangle$ et $\langle n(n-1) \rangle$ sont définies par :

$$\int d^3\mathbf{k} \frac{d^3\sigma(\pi)}{d^3\mathbf{k}} = \langle n \rangle \sigma(\pi), \quad (2.79)$$

$$\iint d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2 \frac{d^6\sigma(\pi\pi)}{d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2} = \langle n(n-1) \rangle \sigma(\pi). \quad (2.80)$$

Si l'on définit les probabilités $P_1(\mathbf{k})$ et $P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ comme suit :

$$P_1(\mathbf{k}) = \frac{1}{\langle n \rangle \sigma(\pi)} \frac{d^3\sigma(\pi)}{d^3\mathbf{k}}, \quad (2.81)$$

$$P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{1}{\langle n(n-1) \rangle \sigma(\pi)} \frac{d^6\sigma(\pi\pi)}{d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2}, \quad (2.82)$$

on peut réécrire la définition de la fonction de corrélation :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)}{P_1(\mathbf{k}_1)P_1(\mathbf{k}_2)}. \quad (2.83)$$

La fonction de corrélation est donc équivalente à la fonction $g^{(2)}$ de l'équation (2.65) dans l'espace des moments.

2.7.2 Intérêt

La fonction de corrélation mesure le rapport entre le nombre de deux particules en coïncidence et le nombre inclusif de particules détectées. Lorsque la fonction de corrélation est égale à 1 l'émission des deux particules est statistiquement indépendante. Par contre si elle est supérieure à 1 elle traduit une tendance des particules à se rapprocher dans l'espace de phase, et si elle est inférieure à 1 elle dénote une tendance des particules à se repousser.

Les processus physiques à l'origine des corrélations entre deux particules peuvent être rangés en trois catégories :

1. Lois de conservation : de l'énergie, des moments, de la charge, et du nombre baryonique.

En effet, si, par exemple, l'une des particules emporte plus de la moitié de l'énergie disponible dans la réaction, on observera que $C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \sim 0$ lorsque $k_1 \sim k_2$.

2. La statistique quantique : symétrisation Bose-Einstein ou antisymétrisation Fermi-Dirac.

Ceci est schématisé dans la figure 2.6(a),(b). Dans le cas de particules identiques, la statistique quantique exige une symétrisation de la fonction d'onde

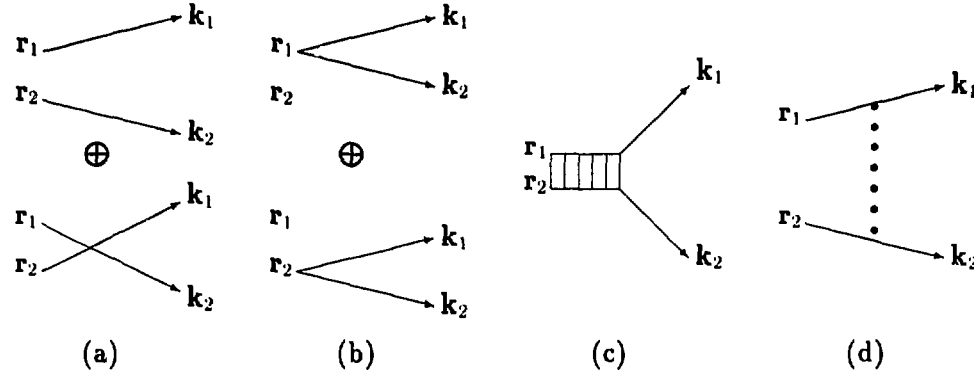


Figure 2.6: *Représentation graphique des processus qui génèrent une corrélation. En (a) la symétrisation Bose-Einstein, en (b) la symétrisation pour une production de deux particules en un seul point, en (c) les deux particules sont le produit de la décroissance d'une résonance, et en (d) les interactions dans l'état final.*

pour les bosons (Bose-Einstein) et une antisymétrisation pour les fermions (Fermi-Dirac), ce processus est schématisé en (a). La deuxième contribution (b) résulte de la possibilité de produire les deux particules au même point, mais avec plusieurs points émetteurs possibles. Il faut alors sommer les amplitudes de toutes ces possibilités.

Cette catégorie sera décrite en détail au paragraphe suivant.

3. La dynamique de production : particules issues de la décroissance d'une résonance et interactions dans l'état final.

Une paire de particules peut être produite à travers une résonance, figure 2.6(c). Dans le cas de photons, les deux photons peuvent provenir de la décroissance d'un méson neutre, par exemple un π^0 . Ils auront alors une masse invariante égale à la masse du π^0 . Dans la fonction de corrélation on s'attend donc à une forte corrélation $C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) \gg 1$ si la masse invariante des deux photons \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 est proche de celle du π^0 .

Un autre effet de la dynamique de production est l'interaction dans l'état final, figure 2.6(d) : l'interaction coulombienne entre particules chargées qui affaiblit la fonction de corrélation par un facteur qui tient compte des effets sur l'espace de phase disponible, le facteur Gamow [14], et l'interaction forte qui peut être attractive (par exemple l'état 1S_0 pour deux protons) ou répulsive (par exemple l'état 3P_1 pour deux protons).

Tous ces processus (excepté le cas des résonances) influencent la fonction de

corrélation selon l'occupation relative des particules dans l'espace de phase. Dans le paragraphe suivant on verra que la fonction de corrélation permet de relier la répartition spatiale de la source émettrice $(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ à la répartition en moment des particules $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$.

2.7.3 Dérivation de la fonction de corrélation

Dans ce paragraphe je donnerai la dérivation heuristique usuelle de la fonction de corrélation. Je traiterai uniquement les cas mentionnés dans la catégorie statistique quantique.

Je commencerai avec le traitement de la situation schématisée par la figure 2.6(a). La corrélation résulte de la symétrisation de la fonction d'onde imposée aux bosons par la statistique quantique de Bose-Einstein. Le cas le plus simple est celui de particules de spin nul, par exemple les pions. La composante de spin dans la fonction d'onde ne peut être que dans l'état singlet qui est un état symétrique. La symétrisation de la fonction d'onde totale impose donc une symétrie de la composante orbitale. Celle-ci est donnée, dans le cas d'un système à deux particules libres de spin nul produites en \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 , et de moments \mathbf{k}_1 et \mathbf{k}_2 , par :

$$\psi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \propto \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2} + e^{-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_2} e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_1} \right), \quad (2.84)$$

où le deuxième terme est imposé par la symétrisation. Si les points \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 sont répartis selon une fonction de densité $\rho(\mathbf{r})$, normalisée à 1, on peut calculer la fonction de corrélation :

$$\begin{aligned} C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) &= \frac{\iint d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2 \rho(\mathbf{r}_1) \rho(\mathbf{r}_2) |\psi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}|^2}{\int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) |\psi_{\mathbf{k}_1}|^2 \int d^3\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) |\psi_{\mathbf{k}_2}|^2} \\ &= 1 + |\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|^2, \end{aligned} \quad (2.85)$$

où $\hat{\rho}(\mathbf{k})$ est la transformée de Fourier de $\rho(\mathbf{r})$.

Les particules avec spin peuvent être traitées de la même façon. Considérons, par exemple, un système de deux fermions de spin 1/2. La statistique quantique Fermi-Dirac exige une antisymétrisation de la fonction d'onde totale. Les deux particules de spin 1/2 peuvent être, soit dans l'état triplet symétrique $S = 1$, soit dans l'état singlet antisymétrique $S = 0$. Il en résulte que la fonction d'onde orbitale doit être antisymétrique dans le cas de l'état triplet et symétrique dans le cas du singlet. La fonction de corrélation pour des fermions s'écrit donc :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \left(\frac{1}{4} - \frac{3}{4} \right) |\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|^2 = 1 - \frac{1}{2} |\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|^2. \quad (2.86)$$

On observe que les équations (2.85) et (2.86) ont les caractéristiques attendues : des valeurs supérieures à 1 dans le cas de bosons et des valeurs inférieures à 1 pour des fermions, reflétant la préférence de ces particules à se grouper dans l'espace de phase.

La fonction de corrélation peut être obtenue de la même façon pour des particules de spin 1 ou autre. Pour des particules sans masse comme les photons ou les neutrinos, cette méthode ne peut pas être appliquée. En effet, comme il n'existe pas de repère dans lequel on peut arrêter ces particules pour mesurer leur spin, il n'est pas possible de séparer le spin du moment angulaire orbital. La fonction d'onde ne peut donc être séparée comme précédemment en une composante orbitale et une composante de spin, et il faut la traiter dans sa totalité.

La fonction d'onde pour la situation de la figure 2.6(b) s'écrit :

$$\psi_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \propto \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1} e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_1} + e^{-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_2} e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_2} \right). \quad (2.87)$$

On peut calculer la fonction de corrélation de la même façon que précédemment (2.85), et l'on obtient :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \left| \hat{\rho}(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \right|^2. \quad (2.88)$$

On observe que la fonction de corrélation dans l'équation (2.85) est une fonction de $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ c'est-à-dire le moment d'une particule mesuré dans le repère de l'autre particule, et que la fonction de corrélation dans l'équation (2.88) est une fonction de $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$, le moment total des deux particules émises au même point.

Le calcul de la corrélation due aux interactions dans l'état final ne peut pas être généralisé. Si l'on connaît l'interaction entre les deux particules, force coulombienne et force nucléaire, dans le cas des particules chargées légères, il est possible d'extraire de la fonction de corrélation une taille de source en utilisant la force et la portée des interactions [10, 12].

La corrélation induite par des particules produites à travers une résonance n'est pas calculable non plus de façon générale. On observera dans la fonction de corrélation une accumulation autour des valeurs $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ correspondant à l'énergie de la résonance. La valeur de la fonction de corrélation dépendra des multiplicités de particules produites et permettra ainsi d'identifier et de caractériser la résonance.

La corrélation que l'on peut assimiler à la corrélation HBT est celle correspondant au schéma de la figure 2.6(a) et dont les fonctions de corrélation sont décrites par les équations (2.85) et (2.86). Une corrélation HBT pure ne pourra donc être mesurée que dans le cas où l'on peut négliger toutes les autres contributions. Ceci n'est vrai

que partiellement dans le cas des photons, puisque, bien qu'ils n'interagissent guère dans leur état final, la décroissance du π^0 en deux photons perturbe la mesure.

Jusqu'à présent toute dépendance avec le temps a été ignorée. Lors des collisions nucléaires, la densité de la source ρ change durant l'émission et la fonction d'onde orbitale acquiert une dépendance explicite du temps. La description précédente reste inchangée à condition de remplacer les 3-vecteurs \mathbf{r} et \mathbf{k} par les 4-vecteurs correspondants x et k . La fonction de corrélation dans le cas de l'interférence HBT (2.85) s'écrit alors comme suit :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + |\hat{\rho}(k_1 - k_2)|^2. \quad (2.89)$$

par analogie avec l'équation (2.85). La fonction de corrélation donne donc une information non seulement sur l'extension spatiale de la source, mais également sur son extension temporelle.

2.7.4 Cohérence

Lors du traitement de la cohérence au paragraphe 2.5, il a été conclu qu'un état cohérent ne donne pas lieu à une corrélation du deuxième ordre ou à l'effet HBT. Si la production de particules est partiellement cohérente le maximum de la fonction de corrélation (2.85) ne sera donc plus égal à 2 mais prendra une valeur inférieure. Cette observation a motivé [11] l'introduction d'un paramètre λ qui mesure le degré d'incohérence ou de chaotité de l'émission des particules :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \lambda |\hat{\rho}(k_1 - k_2)|^2. \quad (2.90)$$

La fonction de corrélation fournit donc en plus une information sur la dynamique de production des particules qui, combinée à l'information sur l'extension de la source, fait de la mesure des corrélations un outil extrêmement puissant.

2.8 Fonction de corrélation pour les photons durs

Dans le paragraphe précédent nous avons mentionné les complications du calcul de la fonction de corrélation des photons, du fait de leur masse nulle. En effet, il faut tenir compte de leur polarisation, ce qui est plus compliqué que la prise en compte du spin des particules massives.

2.8.1 Le modèle de Neuhauser

La fonction de corrélation a été calculée par Neuhauser [20] dans la formalisme de la référence [12]. La collision entre ions lourds est assimilée à une cascade de collisions nucléon-nucléon. Toutes ces collisions produisent un courant électromagnétique, que l'on superpose en introduisant les trois approximations suivantes :

- Chaque collision produit la même amplitude de courant. Cette approximation est généralement irréaliste, car les collisions les plus violentes produisent un courant plus important. Néanmoins elle simplifiera énormément le calcul.
- Les courants de différentes collisions ont des directions non corrélées. Ceci revient à négliger la composante dipolaire observée expérimentalement.
- Le courant cohérent, généré par la décélération collective noyau-noyau et le mouvement collectif (flot), est négligé, restreignant à prendre une moyenne sur l'ensemble de courants nucléon-nucléon pour décrire le courant électromagnétique total.

Avec ces approximations, le courant $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{J}(\mathbf{x})$ et sa transformée de Fourier $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{j}(\mathbf{k})$ prennent pour une collision entre ions lourds avec N collisions proton-neutron la forme suivante :

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}) = \sum_{l=1}^N \mathbf{J}_l(\mathbf{x} - \mathbf{x}_l), \quad (2.91)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{k}) = j(k^0) \sum_{l=1}^N \hat{\mathbf{v}}_l e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_l}, \quad (2.92)$$

où \mathbf{x}_l dénote la position de la collision l , et $\hat{\mathbf{v}}_l$ est un vecteur unitaire aléatoire, pointant dans la direction du courant produit lors de la collision l .

Les probabilités de détection des photons sont :

$$P_1(\mathbf{k}) = \sum_c \langle |\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k})|^2 \rangle, \quad (2.93)$$

$$P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \sum_{c_1, c_2} \langle |\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_1)|^2 |\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_2)|^2 \rangle. \quad (2.94)$$

Les symboles $\langle \rangle$ dénotent la moyenne sur l'ensemble des collisions produisant du courant :

- \mathbf{x}_l est distribué selon une densité $\rho(\mathbf{x}) = \rho(\mathbf{r}, t)$, normalisée telle que $\int \rho(\mathbf{x}) d^3x = 1$. La moyenne sur \mathbf{x}_l est définie par :

$$\langle e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_l} \rangle \equiv \int d^3x_l \rho(\mathbf{x}_l) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_l} = \hat{\rho}(\mathbf{k}). \quad (2.95)$$

- Les vecteurs aléatoires $\hat{\mathbf{v}}_l$ étant moyennés, les termes linéaires en $\hat{\mathbf{v}}_l$ disparaissent, $\langle \hat{\mathbf{v}}_l \rangle = 0$, ce qui conduit à la relation suivante :

$$\langle (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_l) (\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{l'}) \rangle = \frac{1}{3} (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2) \delta_{ll'}, \quad (2.96)$$

et pour la même raison :

$$\begin{aligned} \langle (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_l) (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{l'}) (\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_m) (\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{m'}) \rangle = \\ \frac{1}{9} \left\{ \delta_{ll'} \delta_{mm'} + (\hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{e}}')^2 [\delta_{lm} \delta_{l'm'} + \delta_{lm'} \delta_{l'm}] \right\}. \end{aligned} \quad (2.97)$$

Après ces préliminaires, on peut maintenant calculer les probabilités P_1 et P_2 de détection des photons. Ce calcul est assez lourd, mais j'ai choisi de le développer dans son intégralité :

$$\begin{aligned} P_1(\mathbf{k}) &= \sum_i \langle |\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k})|^2 \rangle \\ &= |j(k^0)|^2 \sum_i \left\langle \left(\sum_l \hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{v}}_l e^{ik \cdot x_l} \sum_{l'} \hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{v}}_{l'} e^{-ik \cdot x_{l'}} \right) \right\rangle \\ &= |j(k^0)|^2 \sum_i \sum_{ll'} \langle (\hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{v}}_l) (\hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{v}}_{l'}) \rangle \langle e^{ik \cdot (x_l - x_{l'})} \rangle \\ &= \frac{2}{3} N |j(k^0)|^2, \quad (2.98) \\ P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) &= \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2} \langle |\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_1)|^2 |\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \mathbf{j}(\mathbf{k}_2)|^2 \rangle \\ &= |j(k_1^0)|^2 |j(k_2^0)|^2 \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2} \left\langle \left(\sum_l \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_l e^{ik_1 \cdot x_l} \right) \left(\sum_{l'} \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{l'} e^{-ik_1 \cdot x_{l'}} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \left(\sum_m \hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_m e^{ik_2 \cdot x_m} \right) \left(\sum_{m'} \hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{m'} e^{-ik_2 \cdot x_{m'}} \right) \right\rangle \\ &= |j(k_1^0)|^2 |j(k_2^0)|^2 \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2} \sum_{ll'mm'} \langle (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_l) (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{l'}) (\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_m) (\hat{\mathbf{e}}_2 \cdot \hat{\mathbf{v}}_{m'}) \rangle \times \\ &\quad \langle e^{ik_1 \cdot (x_l - x_{l'})} e^{ik_2 \cdot (x_m - x_{m'})} \rangle \\ &= \frac{1}{9} N^2 |j(k_1^0)|^2 |j(k_2^0)|^2 \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2} \left\{ 1 + (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2)^2 \times \right. \\ &\quad \left. \left[\langle e^{i(k_1 + k_2) \cdot (x_l - x_m)} \rangle + \langle e^{i(k_1 - k_2) \cdot (x_l - x_m)} \rangle \right] \right\} \\ &= \frac{4}{9} N^2 |j(k_1^0)|^2 |j(k_2^0)|^2 \left\{ 1 + \frac{1}{4} [1 + (\hat{\mathbf{k}}_1 \cdot \hat{\mathbf{k}}_2)^2] \times \right. \\ &\quad \left. [|\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|^2 + |\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)|^2] \right\}. \quad (2.99) \end{aligned}$$

La fonction de corrélation à deux photons — définie dans l'équation (2.83) — s'écrit donc comme suit :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \frac{1}{4} [1 + (\hat{\mathbf{k}}_1 \cdot \hat{\mathbf{k}}_2)^2] [|\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)|^2 + |\hat{\rho}(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)|^2]. \quad (2.100)$$

Elle est semblable à celle décrite par les équations (2.85) et (2.88), mais elle contient, en plus, un facteur qui résulte de la moyenne sur les polarisations :

$$\langle (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2)^2 \rangle = \frac{1}{4} \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2} (\hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \hat{\mathbf{e}}_2)^2 = \frac{1}{4} [1 + (\hat{\mathbf{k}}_1 \cdot \hat{\mathbf{k}}_2)^2] = \frac{1}{4} [1 + \cos^2 \psi], \quad (2.101)$$

où ψ est l'angle d'ouverture entre les deux photons.

Jusqu'à maintenant, le courant cohérent créé lors de la décélération collective des noyaux a été négligé ; ce courant pour deux noyaux de même masse et même charge peut être modélisé comme suit :

$$\mathbf{J}_c(\mathbf{k}) = i j_c(k) (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{z}}) \hat{\mathbf{z}}, \quad (2.102)$$

où la fonction $j_c(k)$ contient la dépendance de la longueur d'onde correspondant au temps de décélération. La transformée de Fourier du courant $\mathbf{J}_c(\mathbf{k})$ est purement imaginaire car le courant $\mathbf{J}_c(\mathbf{r})$ est antisymétrique $\mathbf{J}_c(-\mathbf{r}) = -\mathbf{J}_c(\mathbf{r})$. La probabilité de production d'un seul photon $P_1(\mathbf{k})$ est la somme de la probabilité incohérente $P_\gamma(\mathbf{k})$ donnée dans l'équation (2.98) et de la probabilité cohérente $P_c(\mathbf{k})$ donnée par :

$$P_c(\mathbf{k}) = (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{z}})^2 [1 - (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{z}})^2] |j_c(\mathbf{k})|^2. \quad (2.103)$$

Sans formuler la fonction de corrélation en présence d'un courant cohérent, il est important de noter que non seulement l'amplitude de la corrélation change mais qu'aussi la forme de la fonction de corrélation change. Le maximum $C(\mathbf{k}, \mathbf{k})$ s'écrit, dans la limite de photons de grande énergie ($\hat{\rho}(2k) \ll 1$), comme suit :

$$C(\mathbf{k}, \mathbf{k}) = \frac{3}{2} - \frac{1}{2} P_c(\mathbf{k}) / P_\gamma(\mathbf{k}), \quad (2.104)$$

où l'on observe la disparition de la corrélation pour un courant purement cohérent, cf. paragraphe 2.7.4.

2.8.2 Le modèle de Razumov, Weiner

Ce modèle est similaire à celui de Neuhauser, mais l'approche en est plus générale car il ne se limite pas à des directions aléatoires du courant, mais tient compte de la distribution angulaire de l'émission des photons. Dans la limite d'une distribution angulaire isotrope, les deux modèles donnent des résultats identiques.

Les probabilités de production de photons $P_1(\mathbf{k})$ et $P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ sont données par les équations (2.93) et (2.94). Le courant par collision proton-neutron est donné par l'approximation classique :

$$\mathbf{j}(k) = \frac{ie}{mk^0} \mathbf{p}, \quad (2.105)$$

où \mathbf{p} est la différence entre les moments initial et final du proton. Ce courant est purement imaginaire pour la même raison que celui décrit par l'expression (2.102). L'approximation classique se justifie car les effets relativistes et les effets de recul du proton s'annihilent [27]. La corrélation est donc formulée en fonction du tenseur :

$$\sum_{n=1}^N \langle \mathbf{p}_n^i \mathbf{p}_n^j \rangle, \quad (2.106)$$

contenant la somme sur les N collisions proton-neutron. La quantité $\langle \mathbf{p}_n^i \mathbf{p}_n^j \rangle$ — qui pourrait être extraite des calculs dynamiques du type VUU [27] — est alors décomposée en mettant à profit la symétrie autour de l'axe du faisceau. Ceci amène l'introduction de deux paramètres σ et δ définis comme suit :

$$\sigma = \frac{3}{N} \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} \langle (\Delta \mathbf{p}_n^t)^2 \rangle, \quad (2.107)$$

$$\delta = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left[\langle (\Delta \mathbf{p}_n^l)^2 \rangle + \langle \mathbf{p}_n^l \rangle^2 \right] - \frac{\sigma}{3}, \quad (2.108)$$

où

$$\Delta \mathbf{p}_n = \mathbf{p}_n - \langle \mathbf{p}_n \rangle \quad (2.109)$$

est la fluctuation du transfert de moment \mathbf{p}_n autour de sa valeur moyenne. Les indices l et t dénotent les composantes longitudinale et transversale par rapport à la direction du faisceau. Ainsi σ mesure le transfert de moment transversal qui conduit à une émission de photons isotrope, et δ mesure le transfert de moment longitudinal qui conduit à une distribution angulaire dipolaire.

La fonction de corrélation est donnée par :

$$C_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \frac{1}{4} \left\{ \left(|\hat{\rho}(k_1 - k_2)|^2 + |\hat{\rho}(k_1 + k_2)|^2 \right) \times \left[1 + \cos^2 \psi + \frac{0.3\delta^2(3 + \cos^2 \psi)(3 - \cos^2 \psi)}{\sigma(\sigma + 2\delta) + 0.3\delta^2(3 + \cos^2 \psi)} \right] \right\}, \quad (2.110)$$

où ψ est l'angle d'ouverture entre les deux photons.

Cette relation est identique à celle de Neuhauser (2.100), hormis le troisième terme dans le facteur entre crochets $[\]$. Dans le cas où $\delta \ll \sigma$, l'émission est isotrope, et on retrouve :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \frac{1}{4} (1 + \cos^2 \psi) \left[|\hat{\rho}(k_1 - k_2)|^2 + |\hat{\rho}(k_1 + k_2)|^2 \right], \quad (2.111)$$

l'expression de Neuhauser (2.100) ; dans le cas où $\sigma \ll \delta$, c'est à dire une émission dipolaire, on obtient :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + |\hat{\rho}(k_1 - k_2)|^2 + |\hat{\rho}(k_1 + k_2)|^2. \quad (2.112)$$

On observe que $C(\mathbf{k}, \mathbf{k})$ peut varier entre $3/2$ et 2 dans la limite de photons de grande énergie ($\hat{\rho}(k_1 + k_2) \ll 1$). La fonction de corrélation pourra donc également informer sur la dynamique de l'émission des photons, et par conséquent sur leur processus de création.

2.9 Corrélations expérimentales

Le problème expérimental majeur réside dans la faible statistique qui ne permet pas, en général, de construire la fonction de corrélation telle qu'elle est définie dans l'équation (2.78), c'est à dire dans un espace à 6 dimensions $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$. On est donc contraint de la construire en fonction d'une seule variable qui représente bien la corrélation. Afin de trouver une bonne variable on est amené à paramétriser la densité de la source $\rho(\mathbf{r}, t)$ pour obtenir $\hat{\rho}(k)$. Un choix courant de distribution est la distribution gaussienne :

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\pi^2 R^3 \tau} e^{-\mathbf{r}^2/R^2 - t^2/\tau^2}. \quad (2.113)$$

La transformée de Fourier $\hat{\rho}(\mathbf{q}, q_0)$ s'écrit alors comme suit :

$$\hat{\rho}(\mathbf{q}, q_0) = e^{-Q^2 R^2/4 - q_0^2 \tau^2/4}, \quad (2.114)$$

où $Q = |\mathbf{q}| = |\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2|$.

On négligera le terme $\hat{\rho}(k_1 + k_2)$ pour les deux raisons suivantes :

1. ce terme, ayant pour origine le processus de production des deux photons en un seul point, est un effet du deuxième ordre proportionnel à α^2 , où $\alpha = e^2/\hbar c$ est la constante de structure fine électromagnétique ; sa probabilité, comparée à celle de la production en deux points distincts, est négligable, et
2. dans la limite des photons de grande énergie on a $\hat{\rho}(k_1 + k_2) \ll 1$, cf. (2.114).

L'expression de la fonction de corrélation d'après les équations (2.90), (2.100) et (2.111) se réduit alors à :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \lambda(\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}}_2) |\hat{\rho}(k_1 - k_2)|^2, \quad (2.115)$$

où le facteur $\lambda(\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}}_2)$ contient les effets de distribution angulaire et de cohérence.

En utilisant l'expression (2.114) pour la transformée de Fourier de la densité de la source, la fonction de corrélation (2.115) s'écrit :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \lambda(\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}}_2) e^{-Q^2 R^2/2 - q_0^2 \tau^2/2}. \quad (2.116)$$

En pratique, λ est choisi constant et la fonction de corrélation ne dépend plus que de Q et q^0 . Une représentation bidimensionnelle de la fonction de corrélation en fonction des variables Q et q^0 permettra donc d'extraire une information sur l'extension spatiale ainsi que sur l'extension temporelle de la source. Souvent, la statistique accumulée ne permet même pas cette représentation. Dans ce cas, on peut, soit choisir $\tau = 0$ — un choix fréquent dans l'étude des corrélations entre particules chargées légères (p, d, t, α, \dots) — et représenter la fonction de corrélation en Q pour extraire R , soit postuler une relation entre les deux variables R et τ pour extraire une extension dans laquelle R et τ sont mélangés.

Deux autres variables peuvent être utilisées pour représenter la fonction de corrélation : le moment transféré invariant Q_{inv} qui pour des particules sans masse équivaut à la masse invariante M_{inv} , et le moment transféré euclidien Q_{euc} . Pour deux photons d'énergie $E_{1,2}$ de moment $p_{1,2}$ ils sont définis comme suit :

$$Q_{\text{inv}} = \left[c^2 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 - (E_1 - E_2)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.117)$$

$$M_{\text{inv}} = \left[(E_1 + E_2)^2 - c^2 (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2 \right]^{1/2}, \quad (2.118)$$

$$Q_{\text{euc}} = \left[c^2 (\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2 + (E_1 - E_2)^2 \right]^{1/2}. \quad (2.119)$$

La fonction de corrélation devient une fonction de la variable Q_{euc} seulement, si l'on suppose que $R = c\tau$ dans l'équation (2.113) :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = C(Q_{\text{euc}}) = 1 + \lambda e^{-Q_{\text{euc}}^2 R^2 / 2\hbar^2 c^2}. \quad (2.120)$$

Le facteur $\hbar c$ est introduit pour respecter les dimensions.

Une représentation en Q_{inv} est utile pour reconnaître les résonances (comme par exemple le π^0) dans la fonction de corrélation.

Une autre utilité de la variable Q_{inv} est son invariance par transformation de Lorentz, qui ne nécessite donc pas la connaissance explicite du repère d'émission. On pourra définir un rayon invariant R_{inv} de la source en ajustant la fonction suivante à la fonction de corrélation :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = C(Q_{\text{inv}}) = 1 + \lambda e^{-Q_{\text{inv}}^2 R_{\text{inv}}^2 / 2\hbar^2 c^2}. \quad (2.121)$$

Expérimentalement, la construction du dénominateur pour la fonction de corrélation n'est pas un problème trivial. En effet il faut qu'il contienne toute la physique du numérateur (acceptance du détecteur, biais expérimental du déclenchement) sauf la corrélation et il faudra prendre garde à ne pas comparer

des classes différentes d'événements. Ainsi, par exemple, la multiplicité de particules produites dépend souvent du paramètre d'impact, il faudra alors ne garder que les événements inclusifs qui présentent la même multiplicité que les événements doubles utilisés pour la construction du numérateur.

Ces problèmes de nature expérimentale seront traités dans le chapitre 6. Mais avant je décrirai le dispositif expérimental utilisé pour la mesure des corrélations de photons durs.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à la description du multidétecteur TAPS tel qu'il fut utilisé au GANIL en 1990 et à son exploitation. L'installation de TAPS au GANIL est décrite en détail dans la thèse de mon collègue Redouane Merrouch [37].

3.1 TAPS

Au cours des années 80, un important travail fut fourni pour collecter des données systématiques sur la production de photons durs et de pions. Les résultats obtenus ont encouragé la continuation de l'effort et ont motivé une collaboration entre les laboratoires du GANIL, de l'Université de Gießen, du GSI* et du KVI† pour construire un nouveau détecteur de photons [47]. Ce détecteur, appelé TAPS‡, a permis d'étendre et de détailler l'étude de la production de photons durs provenant, soit du rayonnement de freinage, soit de la décroissance de mésons neutres (π^0 , η).

Les premières expériences avec TAPS furent réalisées au GANIL au début de 1990. Le programme expérimental, utilisant les faisceaux d'ions lourds entre 20 et 100 MeV/u, peut se résumer dans les trois thèmes suivants:

- La spectroscopie des états collectifs du noyau à haute énergie d'excitation, programme proposé par les physiciens de ORNL§ [31].
- L'étude de la réabsorption dans la matière nucléaire des π^0 produits sous le seuil nucléon-nucléon, programme proposé par les physiciens du GSI [40,39].

*Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Allemagne

†Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, Pays-Bas

‡Two/Three Arm Photon Spectrometer

§Oak Ridge National Laboratory, Etats-Unis

- L'étude de la dynamique des collisions nucléaires par la mesure des corrélations entre photons durs, qui constitue l'objet de ce mémoire.

Puis, TAPS fut installé au GSI pour étudier les propriétés de la matière nucléaire dense au moyen de la production de π^0 et η [41–43]. Une expérience ponctuelle fut consacrée à la mise en évidence de l'état de résonance géante dipolaire (GDR) à deux phonons [44]. Ces expériences mirent à profit les nouveaux faisceaux d'ions lourds disponibles auprès de l'accélérateur SIS à des énergies allant de 100 MeV/u à 2 GeV/u.

La photoproduction des mésons π^0 et η sur le nucléon et le noyau fut étudiée par la suite, grâce aux photons étiquetés disponibles à l'accélérateur d'électrons de 880 MeV de Mayence, MAMIB*.

Après cette campagne en Allemagne, TAPS fut de nouveau installé au GANIL pour une nouvelle série d'expériences prolongeant en grande partie les programmes engagés précédemment.

Au moment de la rédaction de ce mémoire (printemps/été 1993) le détecteur TAPS complète une expérience au CERN où, en coïncidence avec le spectromètre de di-électrons CERES, il est proposé de mesurer les facteurs de forme électromagnétiques des mésons vecteurs ω et ρ et de déterminer avec précision la contribution hadronique au spectre des paires e^+e^- . En effet, cette contribution se manifestant par la décroissance Dalitz ($e^+e^-\gamma$ ou $e^+e^-\pi^0$) des mésons π^0 , η , η' , ρ et ω , il est nécessaire pour la mesure d'adjoindre un calorimètre électromagnétique au spectromètre de di-électrons [45].

3.2 Le matériau BaF₂

La construction du détecteur TAPS a impliqué le choix d'un matériau qui satisfasse les contraintes suivantes:

- Une dynamique de mesure couvrant une grande gamme en énergie comprise entre 1 MeV et 1 GeV.
- Une bonne résolution en énergie permettant d'identifier les mésons neutres.
- La possibilité de discriminer les photons du fond hadronique (neutron, particules chargées).
- Le matériau doit pouvoir être produit industriellement, à des coûts abordables.

*Mainz Microtron B, Mayence, Allemagne

Le matériau scintillant BaF_2 , dont les propriétés sont décrites dans les références [49–57], est le seul à répondre à l'ensemble des critères imposés. Les matériaux communément utilisés en physique nucléaire, NaI , BGO , CsI ou verre au plomb, ont été éliminés, soit parce qu'ils ne permettent pas des mesures avec une résolution suffisante, soit parce que leur performance en temps n'autorise pas une discrimination acceptable par temps de vol entre photons et neutrons.

La propriété première du BaF_2 résulte des caractéristiques de son spectre d'émission. Il se distingue par deux composantes, l'une dite rapide caractérisée par un temps de montée $T_d = 0.6$ ns et une longueur d'onde $\lambda = 220$ nm, l'autre dite lente avec $T_d = 620$ ns et $\lambda = 310$ nm. L'intensité de la composante rapide est relativement plus grande pour les neutrons et les particules électromagnétiques, photons et électrons, que pour les particules chargées protons, deutons, tritons, alphas... Cet effet est mis en évidence dans une représentation bidimensionnelle de l'intensité de la composante rapide versus celle de la composante lente (figure 4.2). A partir de telles matrices, la discrimination entre les particules chargées et les particules neutres, photons et électrons est effectuée.

Le temps de décroissance de la composante rapide permet d'atteindre une excellente résolution en temps $\Delta t = 80$ ps [49]. Cette performance autorise une séparation par temps de vol entre les photons et les particules massives (neutrons, protons, ...) aux vitesses attendues au GANIL et au SIS.

La combinaison de ces deux propriétés, la forme de l'impulsion et la mesure de temps de vol, permet, de façon redondante, la séparation des photons et électrons du reste des particules détectées.

Enfin, le matériau BaF_2 a une très bonne efficacité de détection, sa densité étant de $4,84$ g/cm³. Il n'est pas hygroscopique et ne requiert aucune précaution particulière de manipulation. Le seul désavantage du BaF_2 est son coût élevé. D'autre part, puisque les longueurs d'onde de la lumière de scintillation sont dans la domaine de l'ultraviolet, il nécessite un photomultiplicateur spécial équipé d'une fenêtre en quartz*.

3.3 Géométrie

Le choix de la géométrie est dicté par deux critères :

- Une bonne résolution angulaire pour permettre l'identification des mésons neutres.

*HAMAMATSU R-2059-01

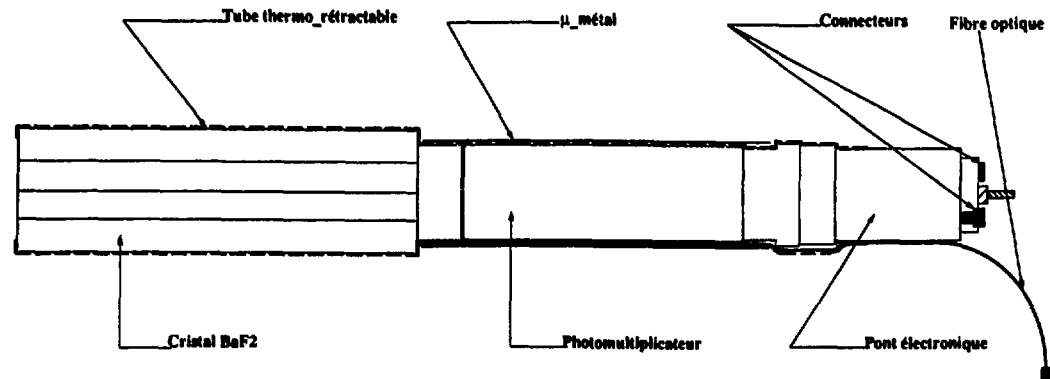


Figure 3.1: Géométrie d'un module BaF_2 de TAPS.

- La portabilité, pour faciliter l'utilisation auprès de plusieurs accélérateurs.

Ces deux contraintes imposent un multidétecteur et une géométrie modulaire: la résolution angulaire augmente avec la granularité et il est évident qu'une modularité facilite le transport du détecteur. Tous les modules BaF_2 sont donc identiques. Le choix de l'assemblage des modules sera chaque fois dicté par la dynamique des particules à détecter. Au moment de la rédaction de ce mémoire TAPS a déjà été utilisé dans quatre géométries différentes.

3.3.1 Un seul détecteur

Pour comprendre le choix de la géométrie d'un module BaF_2 , étudions d'abord l'interaction d'un photon de grande énergie dans la matière. Quand un photon dur pénètre dans la matière, il y crée une paire de diélectrons qui à leur tour créent des photons, soit par rayonnement de freinage soit par annihilation électron-positron, qui créeront des diélectrons, etc... . Il se développe ainsi une gerbe électromagnétique composée de photons, d'électrons et de positrons. La résolution en énergie d'un détecteur de photons dépendra du volume de la gerbe contenue dans le détecteur. Les deux constantes du matériau qui e.. déterminent le développement sont la longueur de radiation X_0 qui régit le développement longitudinal et le rayon de Molière R_M qui détermine le développement latéral. La longueur de radiation X_0 est la longueur au bout de laquelle l'énergie d'un électron est réduite à $1/e$ de son énergie initiale. Pour un photon dur ($E_\gamma > 30$ MeV) la distance moyenne parcourue avant la création d'une paire de dileptons est de $9/7 X_0$. La longueur de radiation du BaF_2 est de 2,05 cm. Le rayon de Molière R_M est le rayon du cône qui contient 90% de la gerbe. Pour le BaF_2 la valeur de R_M est de 4,3 cm.

Les modules de BaF_2 de TAPS (voir la figure 3.1) ont une longueur de 25 cm (12,5 longueurs de radiation) et sont de forme hexagonale, le rayon du cercle inscrit

est de 2,95 cm, soit 70% de R_M . Le rayon a été choisi inférieur à R_M pour permettre une fuite d'énergie par les faces latérales du module, énergie qui pourra être détectée dans les modules adjacents. Ainsi un photon de grande énergie distribuera son énergie dans plusieurs modules. La somme des énergies déposées est l'énergie du photon incident et le centre de gravité de la gerbe détermine sa direction, permettant ainsi une résolution angulaire (en position) meilleure que la taille d'un module.

Lors des premières expériences au GANIL, le détecteur TAPS n'était pas encore complet. Il fut complété par 57 détecteurs du laboratoire ORNL et par 57 du GSI. La géométrie de ces détecteurs est similaire à celle des détecteurs de TAPS : des hexagones de 20 cm de longueur ($10X_0$), et un rayon inscrit de 6,7 cm pour les modules ORNL et de 5,1 cm pour les modules GSI.

3.3.2 Le montage expérimental

Pour collecter la partie de la gerbe qui s'échappe par les faces latérales d'un module, il faut regrouper les modules par blocs circulaires ou par blocs carrés, pour maximiser le nombre de modules avec voisins. La taille optimale des blocs dépend surtout de la distance qui les sépare de la cible. Pour de petites distances, il n'est pas utile d'assembler des blocs de trop grande taille car les modules sur les bords ne verraient guère la cible. La distance entre le bloc et la cible détermine le temps de vol des photons et la couverture géométrique de l'angle solide. Pour une bonne efficacité, il faut donc faire un compromis entre (1) des blocs très grands, où une majorité de modules ont des voisins mais placés loin de la cible ce qui conduit à une mauvaise couverture géométrique et (2) des blocs plus petits qui donnent une bonne couverture géométrique mais une mauvaise résolution en énergie et en angle parce que le manque de voisins pour un grand nombre de modules limite les possibilités de reconstruction de la gerbe.

Dans l'expérience décrite dans ce mémoire nous avons choisi des blocs de 19 modules avec un module central entouré de six autres modules dans un premier anneau et de 12 dans un deuxième anneau. Les blocs étaient arrangés sur une structure sphérique situant la face des détecteurs à une distance de 42 cm de la cible (voir la figure 3.2). Les détecteurs couvraient ainsi 30 % de l'angle solide distribué en θ entre 60° et 160° . Dans cette géométrie, le temps de vol est de 1,4 ns pour des photons, à comparer à 4,8 ns pour des protons de 44 MeV et 3,3 ns pour des protons de 100 MeV. Les noms et les positions des blocs sont résumés dans le tableau 3.1.

Les efficacités de détection ont été calculées par simulation Monte-Carlo. Les résultats des simulations seront présentés au chapitre 5.

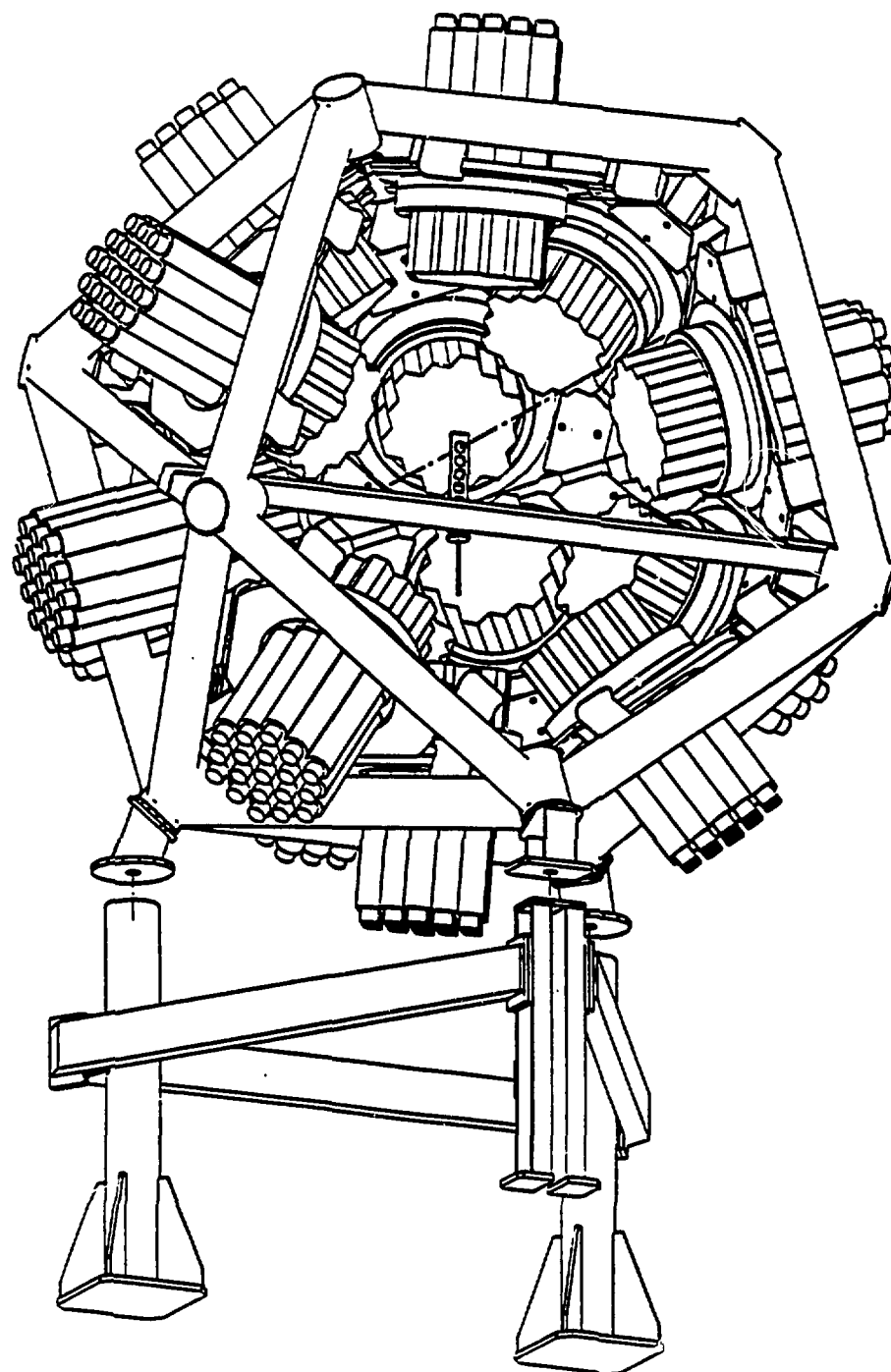


Figure 3.2: Géométrie du multidétecteur TAPS adoptée au GANIL en 1990.

#	nom	type	L [cm]	θ [°]	ϕ [°]
1	A	TAPS	42.4	79.2	162.0
2	B	TAPS	42.0	79.2	234.0
3	C	TAPS	42.0	79.2	306.0
4	D	ORNL	42.0	79.2	18.0
5	E	ORNL	42.0	79.2	90.0
6	F	GSI	42.0	100.8	126.0
7	G	TAPS	42.0	100.8	342.0
8	H	GSI	42.0	100.8	54.0
9	I	ORNL	42.0	142.6	126.0
10	J	TAPS	42.0	142.6	198.0
11	K	TAPS	42.0	142.6	342.0
12	L	GSI	42.0	142.6	54.0
13	M	ORNL	42.0	100.8	198.0

Tableau 3.1: *Disposition géométrique des blocs de détecteurs BaF_2 . Les positions et les angles sont donnés pour les modules centraux. Les angles θ et ϕ sont définis dans la figure 3.3.*

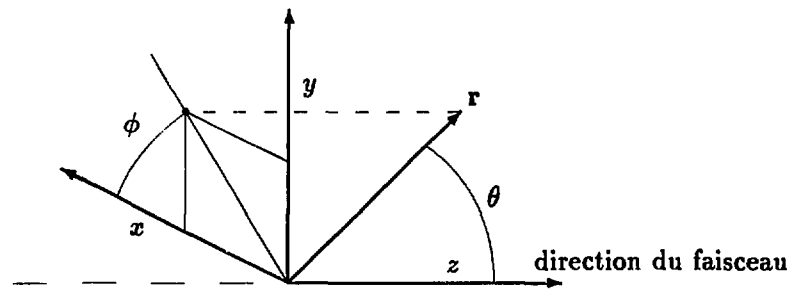


Figure 3.3: *Définition des axes.*

3.3.3 Laser

Afin de contrôler les dérives éventuelles en gain des photomultiplicateurs et de l'électronique, un système LASER a été développé [58, 59]. Un laser injecte des impulsions lumineuses — de longueur d'onde 337 nm (UV) pour une durée de 3 ns — dans les modules BaF₂ et ne teste donc que la réponse du photomultiplicateur à la composante rapide. La stabilité du laser lui-même est contrôlée relativement par rétro-action et en valeur absolue avec le photon de 60 keV d'une source de ²⁴¹Am.

Puisque TAPS et son système LASER étaient encore en phase de développement, l'information du LASER n'a pas été utilisée pendant le dépouillement et les dérives ont été contrôlées grâce à l'énergie constante déposée par le rayonnement cosmique.

3.3.4 Veto

L'un des blocs, le bloc G, était équipé d'un détecteur de particules chargées. Ce détecteur en plastique scintillant (2 mm de NE102A) donne un signal uniquement pour des particules chargées le traversant, mais ne perturbe pas les photons du fait de sa grande longueur de radiation ($X_0 = 43$ cm). L'objectif principal de ce détecteur est de signer les particules chargées en vue d'inclure, lors de l'expérience, cette information dans le déclenchement. Cette technique permet de rejeter les particules chargées lors de la prise des données (d'où le nom veto) et rend plus efficace l'acquisition des événements photons.

Les autres blocs n'étaient pas équipés de détecteur de particules chargées mais en étaient protégés par des absorbeurs en plexiglass de 2 cm d'épaisseur.

3.3.5 SPEG

Une des trois expériences réalisées avec TAPS avait pour but l'étude spectroscopique des résonances géantes formées par excitation coulombienne. Cette expérience nécessite l'identification en A et Z ainsi que la mesure très précise du moment du (quasi)projectile, afin de déterminer l'énergie d'excitation de la cible. Le spectromètre SPEG* [61] étant l'outil adéquat pour cette mesure, TAPS fut installé dans la salle expérimentale de SPEG.

Le spectromètre SPEG fut également utilisé pendant l'expérience de corrélation et permit d'étudier la dépendance de la production de photons avec le paramètre d'impact, pour des réactions périphériques [29].

*Spectromètre à Perte d'Energie Ganil

3.4 Electronique

L'électronique utilisée (figure 3.4) se divise en deux parties. L'une effectue le traitement du signal d'un seul module et l'autre réalise le déclenchement. Bien que cette séparation ne soit pas exclusive, certains modules électroniques appartenant aux deux classes (par exemple les discriminateurs), elle permet une description plus claire. Le traitement des signaux est réalisé par des modules aux standard CAMAC et NIM. Par la suite je préciserai uniquement le standard NIM et en l'absence de précision, il s'agira de modules au standard CAMAC.

3.4.1 La chaîne pour un module BaF₂

Un photon interagit avec un module BaF₂ en y créant de la lumière de scintillation qui est transformée en courant électrique dans le photomultiplicateur. Le photomultiplicateur est alimenté par un chassis haute tension multi-voies (LeCroy HV 1400) contrôlable à distance (LeCroy Control 2112). Le signal du photomultiplicateur est reproduit 3 fois par un diviseur actif (AS03 [NIM]). Ces trois signaux sont distribués vers les modules suivants:

1. un intégrateur de charge et codeur — via un retard analogique de 500 ns — (QDC1612F^{*}),
2. un discriminateur à fraction constante (FCC8[†]),
3. et un discriminateur à seuil (LE1600[‡]).

Le discriminateur à fraction constante FCC8 délivre 3 signaux :

1. l'un sur une sortie ECL en vue d'accumuler le taux de comptage dans une échelle,
2. l'autre sur une sortie ECL qui — via un retard digital fixe de 400 ns (DL1600[§]) — permet :
 - le déclenchement d'un générateur de porte intégratrice (RDV[¶]), qui génère pour le QDC une porte dite rapide d'une durée de 50 ns et une porte dite lente d'une durée de 2 μ s ;

^{*}réalisation GANIL/ISN Grenoble

[†]réalisation GANIL/SEP Orsay

[‡]réalisation GSI

[§]réalisation GSI

[¶]réalisation SEP Orsay

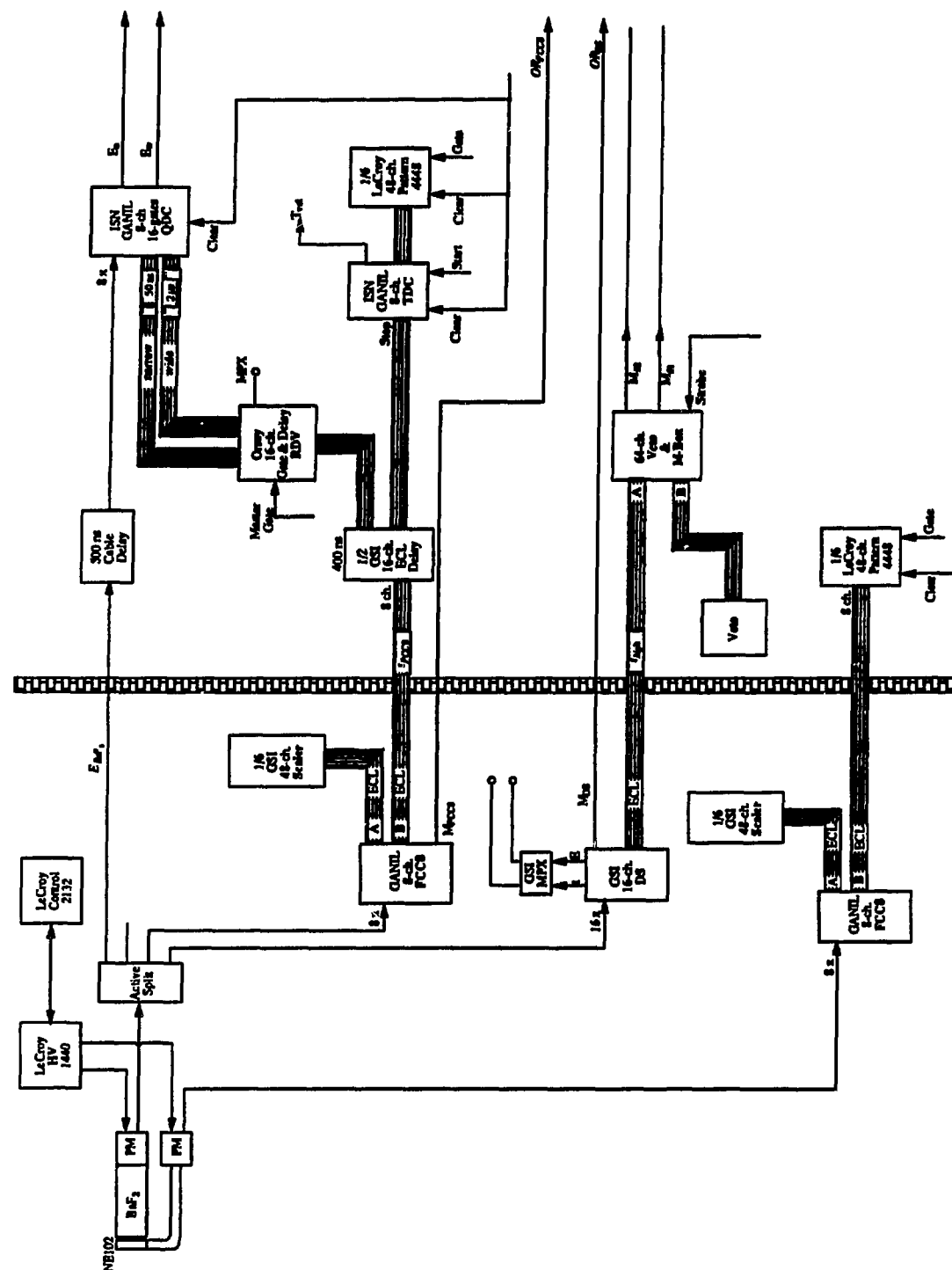


Figure 3.4: Schéma de l'électronique TAPS utilisée au GANIL en 1990.

- le *stop* pour le convertisseur temps digital (TDC812F^{||}) ;
 - le positionnement d'un bit dans un registre de coïncidences (LeCroy Pattern 4448),
3. et un dernier sur une sortie analogique proportionnelle à la multiplicité des voies touchées du FCC8 ; ce signal est utilisé pour la construction du déclenchement (*fcc8-ou*).

Le discriminateur à seuil LE1600 délivre deux signaux :

1. l'un sur une sortie ECL qui alimente un module de (anti-)coïncidences et multiplicité (MPU*), pour la construction des déclenchements
2. et l'autre sur une sortie analogique donnant la multiplicité des voies touchées; ce signal est utilisé pour la construction du déclenchement (*led-ou*).

Les signaux des détecteurs veto (bloc G uniquement) sont testés par le seuil d'un discriminateur à fraction constante FCC8, dont la sortie ECL alimente aussi le module de (anti-)coïncidences et multiplicité (MPU).

Le module MPU possède 64 canaux en entrée A (les signaux LE des BaF₂) et 64 canaux en entrée B (soit les signaux veto — pour le bloc G — soit des signaux logiques négatifs). Ce module compte la multiplicité des coïncidences et des anti-coïncidences pour les comparer à deux seuils de multiplicité programmables. Si l'un ou les deux seuils sont atteints, il déclenche une ou deux sorties logiques de multiplicité. De cette façon, on dispose de 4 signaux logiques, 2 signaux d'anti-coïncidences et 2 signaux de coïncidences correspondant aux 2 niveaux de multiplicité requis. Seules les anti-coïncidences étaient utilisées, elles correspondent à la multiplicité de modules BaF₂ ayant déclenché le discriminateur à seuil sans que le détecteur veto soit touché. Les seuils de multiplicité étaient programmés à 1 et 2.

3.4.2 Description du déclenchement

Le déclenchement était construit à partir des signaux *fcc-ou* et *le-ou*, des signaux de multiplicité des MPU, de deux signaux du laser et du signal de SPEG. La construction du déclenchement principal était réalisée à l'aide du module TB8000 [NIM].[†] Il permet la définition de plusieurs déclenchements avec un échantillonnage individuel.

^{||}réalisation GANIL/ISN Grenoble

*réalisation ISN Grenoble

[†]réalisation GSI

Le déclenchement de ce module déterminait la production du signal *start* des convertisseurs temps TDC — ET logique entre le signal de haute fréquence du cyclotron et le déclenchement TAPS.

3.4.3 Définition des déclenchements

Les déclenchements étaient définis comme suit :

- 1 *fcc8-ou* : il constituait le déclenchement de biais minimum. Ce déclenchement était réalisé par le OU logique de toutes les sorties FCC8 de tous les modules BaF₂. Le seuil des FCC8 était fixé à une valeur équivalente d'énergie de photons de 0,7 MeV. Ce déclenchement permettait de sélectionner la production de photons de basse énergie. Il était échantillonné à 1 pour 2¹⁴.
- 2 *led-ou* : ce déclenchement était réalisé par le OU logique de toutes les sorties LE1600 de tous les modules BaF₂. Le seuil des LE1600 était fixé autour de 15 MeV équivalent-photon. Il sélectionnait les photons durs simples et était échantillonné à 1 pour 2⁸.
- 3 2γ : ce déclenchement sélectionnait deux photons dans le même bloc et était défini par une multiplicité LE1600 dans un bloc supérieure ou égale à 2. Il n'était pas échantillonné.
- 4 π^0 : ce déclenchement semblable au précédent sélectionnait 2 photons dans deux blocs différents. Il n'était pas échantillonné.
- 5 *laser* : ce déclenchement signalait l'émission d'une impulsion du laser (nécessaire car la réponse des modules n'était pas forcément suffisante pour déclencher les LE). Il n'était pas nécessaire d'échantillonner ce déclenchement car la fréquence du laser était réglable.
- 6 *diode* : ce déclenchement servait à enregistrer l'événement d'une décroissance γ de la source ²⁴¹Am pour contrôler la stabilité absolue du laser. L'échantillonnage était de 1.
- 7 *spg* : ce déclenchement était défini par le ET logique d'un signal fourni par le spectromètre et une multiplicité LE supérieure ou égale à 1. Ce déclenchement n'induisait pas beaucoup de temps mort, il n'était donc pas échantillonné.

3.4.4 Remarques sur l'électronique

- On disposait de deux seuils par module BaF_2 : un seuil pour le discriminateur à fraction constante FCC8 et un seuil pour le discriminateur à seuil LE1600. Ils permettaient de favoriser les événements avec un photon dur, c'est-à-dire au moins un module ayant une grande énergie, et de recueillir une information complète de ces événements.

Le signal LE ne contribuait qu'au déclenchement de l'événement et avait un seuil d'environ 15 MeV.

Le signal FCC8 déterminait la lecture des codeurs dans un événement par activation d'un bit dans le registre de coïncidences 4448 et donnait le *stop* pour le TDC (dans ce cas un discriminateur à fraction constante est préférable à un discriminateur à seuil car moins sensible à l'effet de *walk*). Le seuil du FCC8 était donc à sa valeur minimale, soit environ 0,7 MeV, pour une dynamique d'environ 200 MeV.

- Les chassis haute tension HV, leur contrôle, les diviseurs, les discriminateurs et les échelles étaient installés dans la salle d'expérience près des modules BaF_2 . Le contrôle par CAMAC se faisait via un long (30 m) câble entre l'acquisition et cette salle.

Ce choix était impératif pour minimiser la longueur de câbles avant les discriminateurs afin d'éviter l'atténuation du signal, qui aurait détérioré la résolution en temps et la précision sur la valeur du seuil.

Les modules haute tension étaient installés dans la salle d'expérience, également pour des raisons de longueur de câble haute tension entre les chassis et les photomultiplicateurs.

- Le registre de coïncidences 4448 était validé par une porte qui définissait la durée pendant laquelle les voies touchées pouvaient être mémorisées. L'inhibition du générateur de porte RDV était levée pendant la durée de la même porte logique. Ainsi la porte de validation était fournie aux 4448 et l'inhibition levée pour les RDV uniquement après acceptation d'un événement par l'électronique de déclenchement. La longueur de cette porte était d'environ 400 ns, légèrement supérieure à la gamme choisie du TDC, soit 350 ns.

3.5 Dispositif informatique

La partie informatique, voir la figure 3.5, réalisait trois tâches :

1. Le contrôle des paramètres de la prise de données : seuils des discriminateurs FCC8 et LE, longueur et retard des portes intégratrices RDV, taux de comptage des BaF₂ lus à partir des échelles et valeurs des hautes tensions. Les chassis CAMAC contenant l'électronique de contrôle étaient chaînés en une seule branche de contrôle.
2. L'acquisition des données : lecture des registres de coïncidences 4448 qui indiquaient les voies BaF₂ touchées, lecture des codeurs QDC et TDC des BaF₂ touchés. Les chassis CAMAC contenant les TDC et QDC étaient chaînés en une seule branche d'acquisition.
3. L'analyse en ligne des données permettant de contrôler leur qualité, de détecter un éventuel dysfonctionnement des modules électroniques, et de calculer des paramètres physiques.

Chacune de ces tâches était confiée à un processeur* dédié installé dans un chassis VME. Ceux dédiés au contrôle et à l'acquisition accédaient au bus CAMAC via le bus VSB†. Ce bus était connecté en *daisy chain* aux contrôleurs CAMAC (CAV‡) via une interface VSB/VDB§. Le processeur d'acquisition communiquait avec le processeur d'analyse via le bus VME.

Ces processeurs VME communiquaient via un couplage DMA¶ avec une station de travail VAX 3200, arbitré dans le VME par un quatrième processeur||. Les logiciels pour les trois processeurs étaient développés sur la station de travail et chargés via le lien DMA. Ce lien permettait également le transfert des commandes au processeur de contrôle, comme, par exemple, le changement des seuils des discriminateurs, le transfert des données du processeur acquisition à la station de travail et le transfert des spectres du processeur d'analyse à la station de travail.

L'environnement d'acquisition s'articulait autour du logiciel GOOSY** [71]. GOOSY est un environnement modulaire destiné à réaliser une acquisition ou une

*M68020, FIC/CES

†VME Subsystem Bus

‡réalisation GSI

§VSB Differential Bus

¶Direct Memory Access

||M68020, FORCE CPU21S

**Gsi Online Offline SYstem

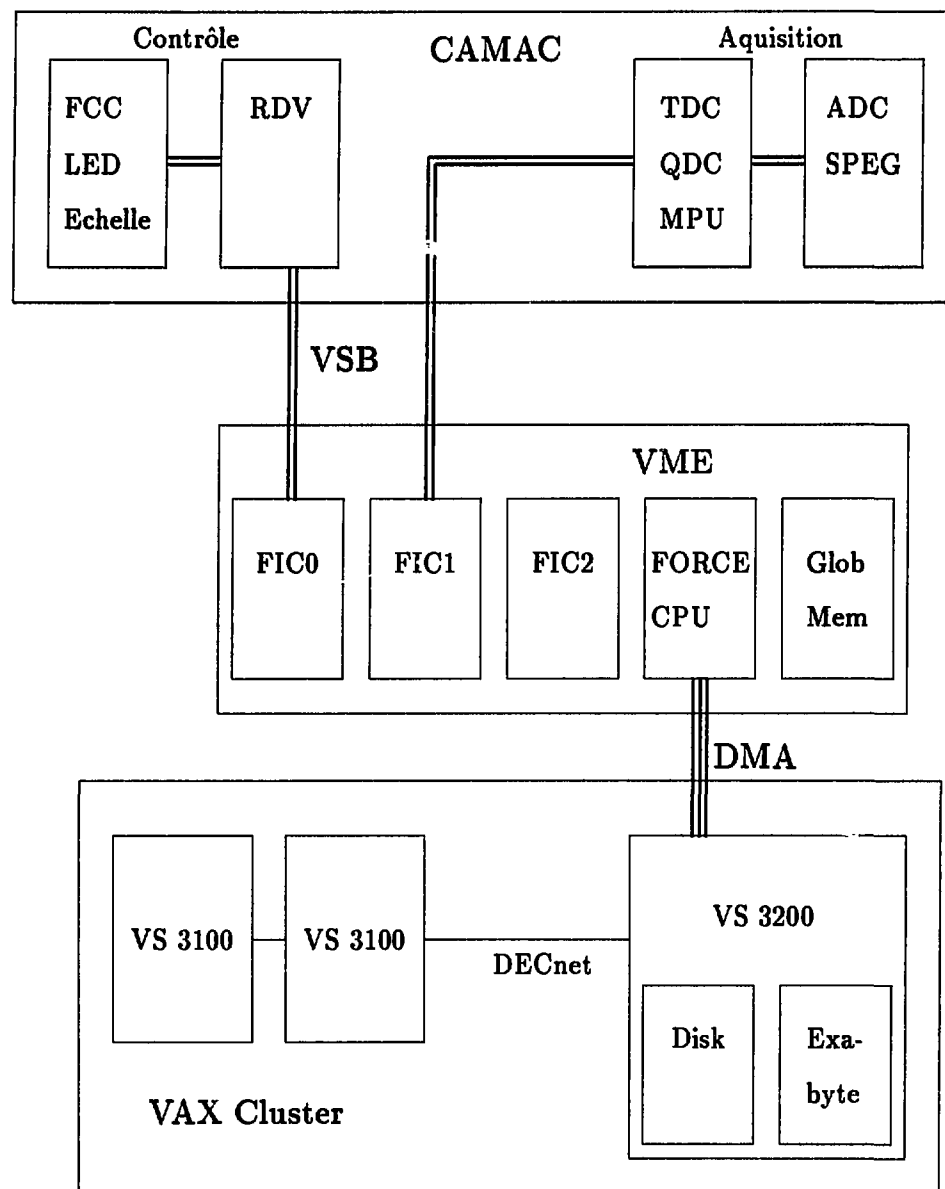


Figure 3.5: Schéma du dispositif informatique de TAPS utilisé au GANIL en 1990.

analyse dans le contexte VAX/VMS^{††}. L'environnement consiste en plusieurs processus dont deux sont obligatoirement présents : \$HVR, le *hypervisor* transmet les commandes interactives via des *mailbox* aux autres composantes de l'environnement, et \$DBDM le gestionnaire de la base de données dans laquelle sont stockés les définitions des spectres, les images, les conditions utilisateurs, et les spectres accumulés. Les autres composantes de l'environnement sont le processus \$TMR, le *transport manager* chargé de la gestion des données : sa tâche est la récupération des données de l'acquisition VME pour les écrire sur support magnétique (exabyte) et de les distribuer via DECnet à d'autres stations de travail, qui effectuent une analyse des données en utilisant le processus \$ANL, le programme d'analyse proprement dit, dont les résultats peuvent être visualisés par le processus de visualisation \$DSP.

Lors de notre expérience, la station VS 3200 était chargée de la gestion des données et exécutait le processus \$TMR.

Parallèlement, le logiciel LUZIFER accumulait, dans le processeur dédié à l'analyse en ligne, les spectres de tous les paramètres bruts. Ces spectres étaient transférés dans la base de données (via DMA) et pouvaient être visualisés sur la station VS 3200.

Pour chaque événement les informations suivantes étaient enregistrées:

- Le registre contenant la configuration du déclenchement et un bit marquant la présence du faisceau;
- les registres contenant la configuration des détecteurs VETO touchés;
- la liste des modules BaF₂ touchés contenant:
 - L'identification du module BaF₂ ($1 \rightarrow 247$)
 - E_t , l'énergie totale ou longue, obtenue par intégration de l'impulsion sur $2 \mu s$
 - E_r , l'énergie partielle ou étroite, obtenue par intégration de l'impulsion sur 50 ns
 - T , le temps de vol
- les valeurs des codeurs du LASER dans le cas d'un événement laser ou diode;
- les valeurs des codeurs de SPEG, si présents.

^{††}VAX Virtual Memory System

Après l'expérience il s'est avéré que l'EPROM, partie intégrante des deux processeurs VME (FIC0 et FIC1) qui accédaient au bus CAMAC via le bus VSB, contenait un logiciel inapproprié au processeur utilisé. Comme le protocole du bus VSB est asynchrone, à cause de la mauvaise programmation de l'EPROM, de temps en temps l'adresse transférée était erronée. Ainsi, dans 10% des cas, l'un des trois paramètres (E_l , E_c ou T) d'un détecteur manquait (remplacé par un zéro), ce qui rendait ce détecteur inutilisable lors de l'analyse de cet événement. Il a été vérifié à l'aide d'une source ^{88}Y que cette perte d'information était aléatoire et n'impliquait pas une configuration spécifique de détecteurs touchés. Elle n'a donc introduit aucun biais dans la mesure mais uniquement une perte d'efficacité.

3.6 La réaction : faisceau et cible

La réaction utilisée pour l'étude des corrélations entre photons durs était un faisceau de ^{129}Xe bombardant une cible de ^{197}Au . La cible de ^{197}Au avait une épaisseur de 9 mg/cm^2 , et était positionnée perpendiculairement à la direction du faisceau. Le faisceau de ^{129}Xe était accéléré à 44 MeV/u par les cyclotrons du GANIL. Le courant du faisceau avait une intensité moyenne de 40 nAe . L'intensité du faisceau était mesurée dans une cage de Faraday située entre les deux dipôles du spectromètre SPEG. L'expérience dura 24 UT, soit 8 jours.

Chapitre 4

Etalonnage et identification

Dans ce chapitre, la démarche conduisant à l'identification des photons et à la détermination de leur énergie et leur moment est décrite. L'approche permettant la discrimination des photons et des autres particules détectées — essentiellement des neutrons et des protons — repose sur les propriétés du matériau BaF_2 exposées dans le chapitre précédent. Avant l'identification des photons, il est nécessaire d'étalonner les détecteurs.

4.1 Etalonnage en énergie

L'énergie des particules détectées dans un module de BaF_2 est obtenue par intégration sur $2\ \mu\text{s}$ de l'impulsion contenant la charge du signal analogique délivré par le photomultiplicateur.

Le signal analogique, reflétant la production de lumière, dépend de l'efficacité avec laquelle une particule produit la lumière de scintillation. Les photons produisent de la lumière plus efficacement que les particules chargées et pour ces dernières, la quantité de lumière produite dépend de leur charge [62]. Les modules BaF_2 seront donc étalonnés en énergie équivalente-photon en utilisant :

- le piédestal,
- des sources radioactives et
- le rayonnement cosmique.

4.1.1 Piédestal

Le premier point dans l'étalonnage correspond à la valeur mesurée pour $E_\gamma = 0$. Ce point correspond à la valeur délivrée par les codeurs QDC en l'absence de signal

analogique, un générateur d'impulsions activant le déclenchement de l'acquisition et des modules RDV. La valeur ainsi mesurée résulte d'une charge réglable et intrinsèque au QDC — le piédestal — et de charges de fuite dans les câbles analogiques. Pour 6 détecteurs il a été impossible de mesurer ce point, car il correspondait à une valeur négative (on mesure zéro).

4.1.2 Sources radioactives

Pour obtenir un étalonnage à basse énergie, les sources radioactives suivantes ont été utilisées :

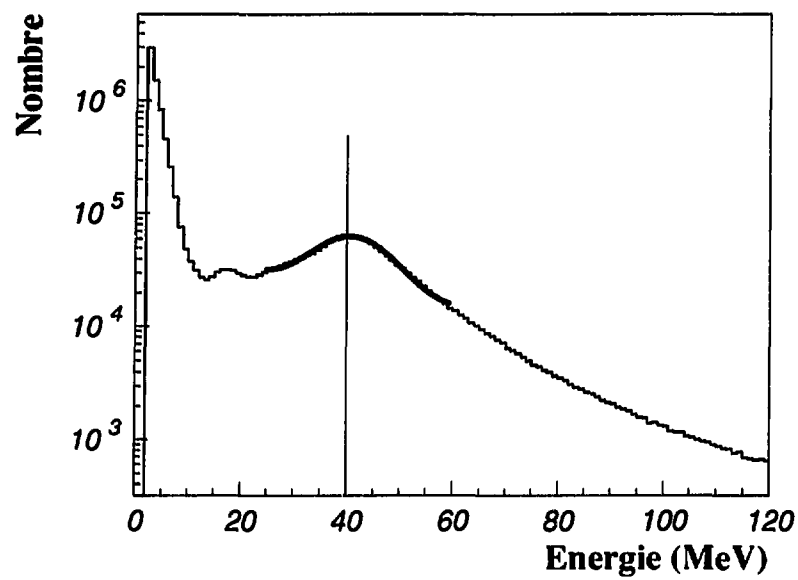
- une source de ^{88}Y , caractérisée par des photons de 0,898 MeV et de 1,836 MeV ;
- une source de AmBe, qui donne des photons de 4,43 MeV, via la réaction :
 $\alpha + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{13}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \text{n} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma(4,43 \text{ MeV}) + \text{n}$. Les photons de 4,43 MeV permettent deux points d'étalonnage, l'un à 4,43 MeV, le photopic, et l'autre à 3,92 MeV, le pic du premier échappement.

4.1.3 Rayonnement cosmique

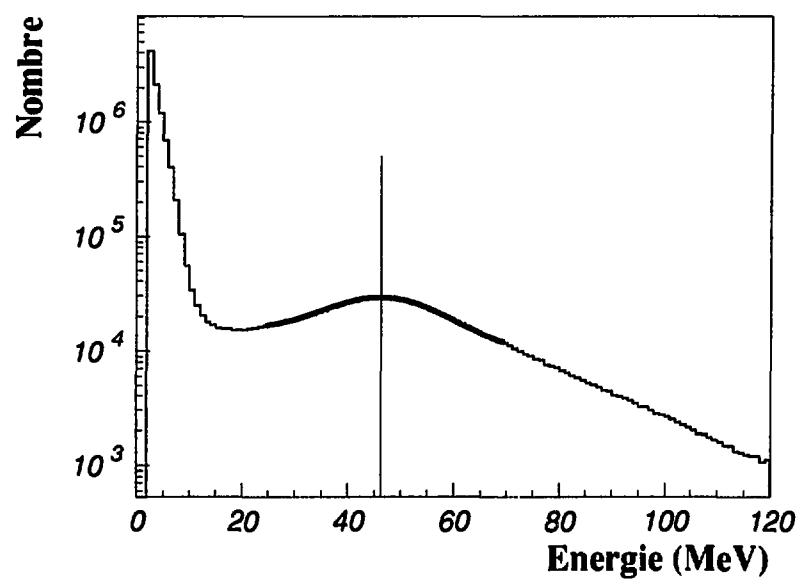
Un point d'étalonnage à haute énergie, aux alentours de 40 MeV, était fourni par le rayonnement cosmique. Ce rayonnement est constitué en majorité de muons émis dans la décroissance de pions formés par réactions nucléaires induites dans l'ionosphère par les protons cosmiques. Leur distribution angulaire varie comme $\cos^2 \theta$, où $\theta = 0$ est le zénith, et leur distribution en énergie comme $1/E^2$, l'énergie moyenne étant de 2 GeV [63]. A ces énergies, les muons sont des particules au minimum d'ionisation : leur perte d'énergie dépend uniquement de l'épaisseur de la matière traversée. Pour le matériau BaF_2 , cette perte d'énergie est de 6,6 MeV/cm. Cette valeur a été déterminée après étalonnage des détecteurs BaF_2 à l'aide de faisceaux d'électrons et de photons étiquetés [56].

Le spectre du rayonnement cosmique mesuré dans un module de BaF_2 est représenté dans la figure 4.1, contient un pic centré autour de la valeur moyenne d'énergie déposée. Puisque cette valeur dépend de l'épaisseur de BaF_2 traversée, elle changera avec l'orientation du module dans l'espace et avec sa géométrie (TAPS, ORNL ou GSI).

La valeur moyenne a été calculée à partir d'une simulation Monte-Carlo contenant la distribution angulaire et énergétique des muons cosmiques et incluant la géométrie du dispositif expérimental (cf. chapitre 5).



(a) Spectre pour les modules dans le bloc A.



(b) Spectre pour les modules dans le bloc E.

Figure 4.1: Spectres d'énergie déposée par le rayonnement cosmique pour deux modules orientés différemment dans l'espace.

4.1.4 Dérives du gain

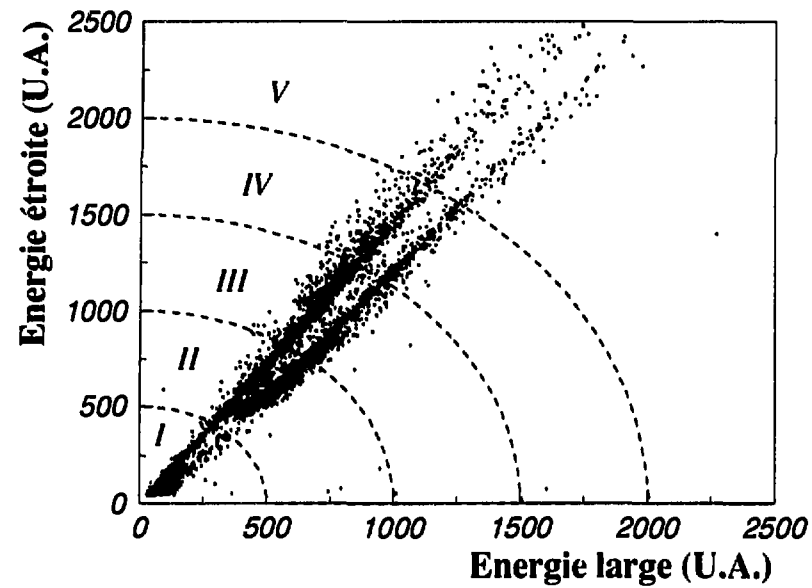
L'étalonnage des détecteurs est établi en début et en fin d'expérience. Une droite a été ajustée aux points mesurés, ce qui donne une nouvelle valeur de l'ordonnée à l'origine gommant ainsi les imprécisions sur la valeur obtenue à partir du piédestal ou simplement donnant une valeur dans le cas des 6 modules pour lesquels la mesure du piédestal n'était pas possible. Par la suite, nous avons supposé que l'ordonnée à l'origine ainsi obtenue restait constante pendant toute l'expérience.

La pente de la droite d'étalonnage est déterminée essentiellement grâce à la position du pic du rayonnement cosmique : les dérives en gain peuvent donc être surveillées en suivant sa position. Dans ce but, les spectres du rayonnement cosmique étaient mesurés avant, après et pendant l'expérience durant les moments d'absence du faisceau. De même, pendant la présence du faisceau, un grand nombre d'événements du rayonnement cosmique ont également été enregistrés. En effet, un muon cosmique déposant dans tous les modules une énergie d'environ 40 MeV, suffisante pour passer le seuil du discriminateur LE, avait donc une probabilité assez grande de démarrer l'acquisition à travers les déclenchements non échantillonnés 2γ ou π^0 (cf. paragraphe 3.4.2). Ils ont été identifiés à l'aide de la structure en temps du faisceau (voir la paragraphe 4.3 sur l'étalonnage en temps). Ainsi les dérives étaient contrôlées en procédant à un nouvel étalonnage pour chaque bande de données (environ 6 heures).

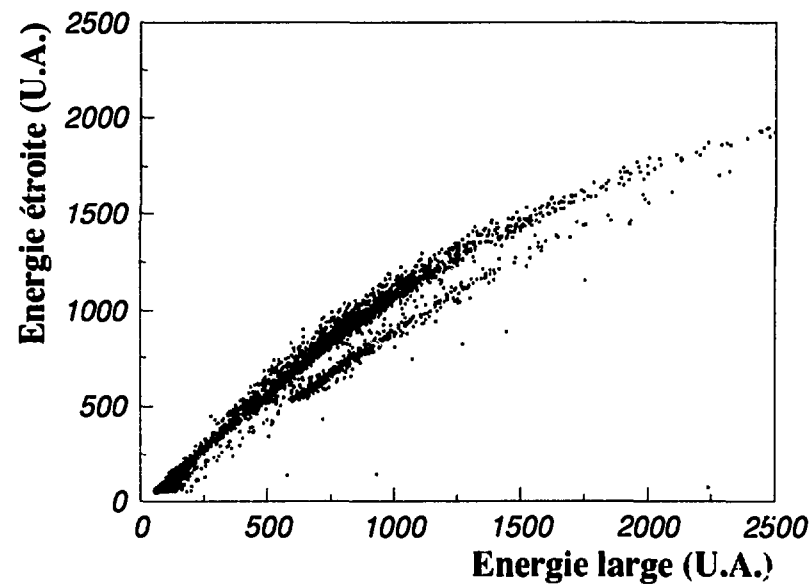
Avant l'expérience la position du pic du rayonnement cosmique a été utilisée pour aligner les gain des modules avec une précision de l'ordre de 20%.

4.2 La coupure en énergie étroite-large

Les particules dites chargées — p, d, t, α ,... — étaient discriminées des particules dites neutres — n, γ , mais aussi e^\pm et μ^\pm — grâce à leur différence de forme d'impulsion. L'intensité relative de la composante rapide du BaF₂ est plus faible pour les particules chargées que pour les particules neutres. Une représentation de la composante rapide, dite énergie étroite E_r , car obtenue par intégration sur la porte étroite de 50 ns du signal BaF₂, en fonction de l'énergie totale, dite énergie large E_t , car obtenue par intégration sur la porte large de 2 μ s, donne lieu à deux branches distinctes correspondant aux particules chargées et aux particules neutres, cf. figure 4.2. On observe que la matrice pour le module du type TAPS a un comportement linéaire, tout comme les modules du type ORNL, mais que le module du type GSI présente une non-linéarité importante, due à un effet de saturation



(a) Matrice pour le module #1 du type TAPS.



(b) Matrice pour le module #96 du type GSI.

Figure 4.2: Matrices bidimensionnelles de l'énergie étroite versus l'énergie large. La branche supérieure correspond aux particules dites neutres et la branche inférieure aux particules dites chargées.

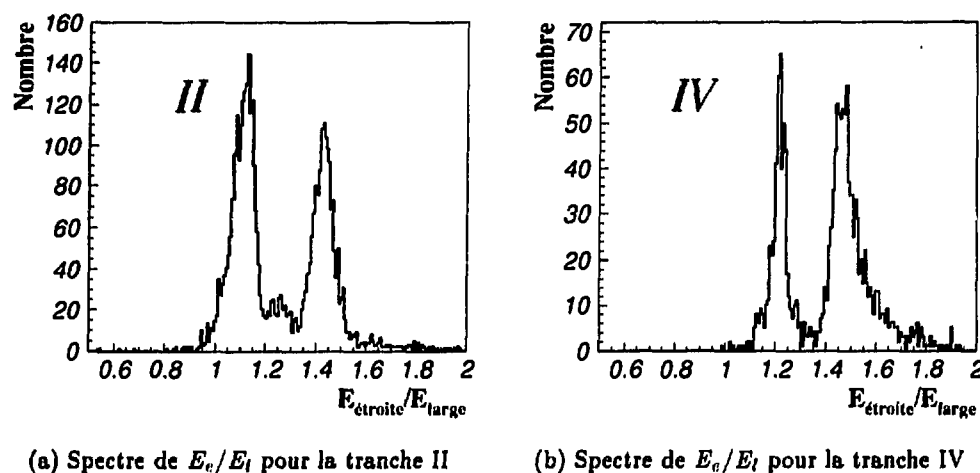


Figure 4.3: *Illustration de la méthode automatique pour obtenir la séparation par analyse de forme de pulse. Les tranches indiquées correspondent à celles de la figure 4.2*

dans le photomultiplicateur.

Pour chaque module, une ligne de séparation était définie entre les deux branches. La non-linéarité des modules du type GSI mais aussi le nécessaire apprentissage pour cette première expérience TAPS nous ont imposé une méthode “manuelle” pour choisir les lignes de séparation. La stabilité de cette ligne a été vérifiée par la suite à l’aide d’une méthode automatique, qui consiste à représenter les données dans une matrice E_c/E_l versus $(E_c^2 + E_l^2)^{1/2}$, c’est-à-dire une représentation quasi-polaire. Dans cette matrice trois régions en $(E_c^2 + E_l^2)^{1/2}$ étaient sélectionnées et projetées sur l’axe E_c/E_l (figure 4.3). Le minimum entre les pics correspondant aux neutres et aux chargées était ajusté et sa stabilité suivie tout au long de l’expérience.

Lorsque les modules ont un comportement linéaire, cette méthode peut être utilisée pour automatiser la recherche de la ligne de séparation en ajustant une droite à la variation du minimum avec l’énergie des particules [66].

4.3 Etalonnage en temps

L’accélération du faisceau au GANIL est réalisée par deux cyclotrons K500. Le faisceau est pulsé avec une fréquence déterminée par l’énergie (la vitesse) des particules du faisceau. Pour le faisceau de ^{129}Xe à 44 MeV/u, le temps entre deux pulses était de 105 ns (95,2 MHz).

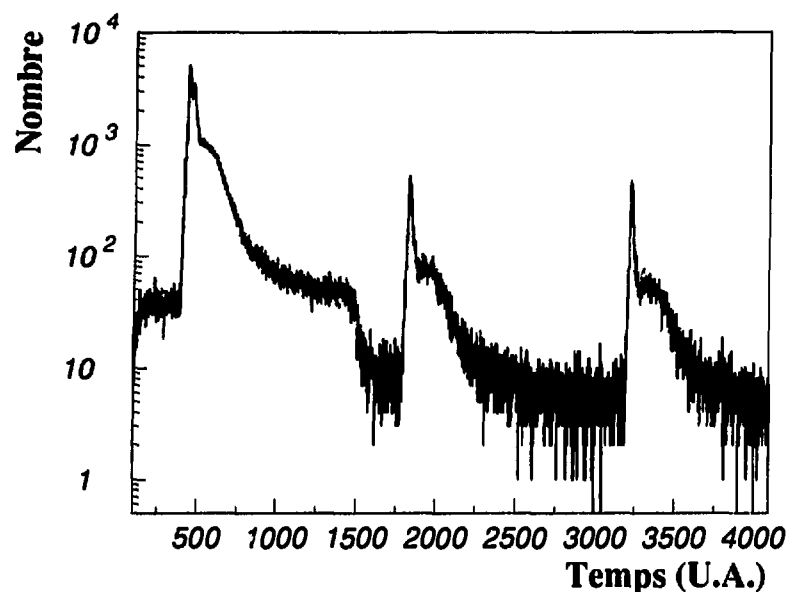


Figure 4.4: Spectre en temps d'un détecteur BaF_2 . La structure répétitive reflète la fréquence du faisceau de 95,2 MHz.

Dans le spectre de temps mesuré pour un détecteur quelconque (figure 4.4) on observe une structure répétitive reflétant la structure temporelle du faisceau. La première structure correspond aux particules créées pendant l'événement qui a déclenché l'acquisition et donc donné le *start* aux TDC. Les deux structures, plus tardives, sont dues aux coïncidences fortuites pour lesquels des détecteurs ont été déclenchés par des particules issues de réactions une ou deux impulsions après l'événement de déclenchement. Ces structures permettent donc d'obtenir l'étalonnage en temps des détecteurs.

La séparation entre neutrons et photons se fait par temps de vol (section 3.2). Il est donc important de corriger les effets qui détérioraient l'étalonnage ou la résolution d'une façon systématique. Les erreurs systématiques corrigées étaient les suivantes:

- Les dérives HF : le *start* donné au TDC était construit par le ET logique entre le signal de déclenchement et le signal haute fréquence — fréquence du cyclotron — donné par l'accélérateur. La fréquence de ce signal était stable mais pas la phase ce qui produisait des dérives dans le spectre de temps.
- Le *walk* : la prise de temps effectuée par le discriminateur à fraction constante, varie avec la hauteur du signal.
- La diaphonie : le temps donné par un TDC dépendait du nombre de voies

voisines touchées. Ceci était principalement dû à la conception des modules de retard DL1600 et aux convertisseurs TDC.

L'erreur induite par la largeur en temps du faisceau (environ 700 ps) n'a pas été corrigée. Une telle correction aurait été possible [37] mais implique pour l'identification des photons la prise en compte d'une plage en temps trop grande et aurait ainsi augmenté la contamination des photons par le rayonnement cosmique en coïncidence fortuite avec le faisceau.

4.3.1 Correction des dérives HF

Ces dérives provenaient de la modification des paramètres de réglage de l'accélérateur qui peut changer la trajectoire du faisceau et donc son temps de vol. Sans intervention sur ces paramètres, la dérive est généralement très lente, de l'ordre de 100 ps/heure, mais après une modification le signal haute fréquence du cyclotron pouvait être déplacé de près de 1 ns.

Les dérives de la phase du signal haute fréquence ont été corrigées par une méthode automatique. Les spectres de temps calibrés étaient accumulés dans un spectre de référence. Ce spectre était ajusté tous les 10.000 événements à l'aide d'une programme de recherche automatique du pic prompt.

4.3.2 Correction du “walk”

On appelle *walk* la dépendance du temps de sortie d'un module discriminateur (FCC8 ou LE) avec l'amplitude du signal présent à l'entrée du module. Il n'était pas nécessaire de faire une correction pour les discriminateurs LE, car leur sortie n'était utilisée que pour la construction du déclenchement. Par contre, une correction du *walk* pour les discriminateurs FCC8 était nécessaire puisque le signal de sortie du FCC8 servait de signal *stop* au TDC. Les modules discriminateurs à fraction constante sont, par leur principe de fonctionnement, beaucoup moins sensibles au *walk* et contiennent, dans le cas du FCC8, un circuit automatique de correction. L'effet de *walk* restait néanmoins de l'ordre de 500 ps et une correction était nécessaire.

A cet effet, 4 tranches en énergie équivalente-photon ont été choisies : 1) $E_l < 1$ MeV; 2) $1 \text{ MeV} < E_l < 2 \text{ MeV}$; 3) $2 \text{ MeV} < E_l < 5 \text{ MeV}$ et 4) $E_l > 5 \text{ MeV}$. Pour chaque détecteur et pour chacune des tranches, les spectres de temps calibrés, corrigés pour les dérives HF et correspondant aux particules neutres, ont été accumulés. Les dérives en temps ont été contrôlées en suivant l'évolution du pic prompt dans les 4 spectres, (figure 4.5). Cette procédure était automatisée.

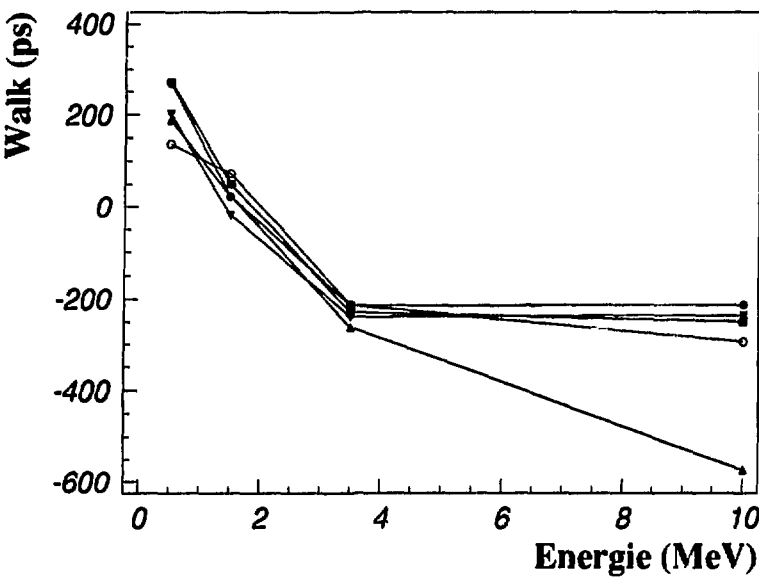


Figure 4.5: Corrections de walk en ps pour quelques détecteurs BaF₂

$C_{i,j \rightarrow}$	1	2	3	4	5	6	7	8
1	97	-1707	365	-449	146	64	5	-313
2	-2546	59	-1777	443	268	230	-28	-147
3	282	-1535	29	-1291	815	33	171	-182
4	-378	794	-1553	130	-1627	637	170	83
5	067	181	1046	-2134	76	-726	331	-44
6	-154	149	-101	399	-1745	78	-678	390
7	-90	-29	170	151	431	-1007	139	-2593
8	18	-45	-116	60	144	635	-3438	155

Tableau 4.1: Corrections de la diaphonie pour les premiers 8 détecteurs. La correction C_{ij} indiquée contient la correction en ps qui doit être appliquée au détecteur i si le détecteur j est également déclenché.

4.3.3 Correction de la diaphonie

La diaphonie dans l'électronique avait pour origine les modules DL1600 (retard logique fixe de 400 ns), les TDCs et les câbles ECL. Le module DL1600 comprend 16 canaux divisés en deux sous-unités de 8 canaux, le TDC est un module à 8 canaux et les câbles ECL sont également regroupés par 8. A cause d'un blindage imparfait, le temps d'un détecteur digitalisé par le TDC variait selon que d'autres détecteurs dans le même sous-groupe de 8 canaux avaient ou non déclenché simultanément. Des mesures effectuées à l'aide du LASER ont montré que ces effets étaient additifs [60] : la présence de deux ou plusieurs autres détecteurs dans un certain octet pouvait se corriger en sommant les corrections individuelles. Il suffisait donc d'établir un tableau contenant les corrections de temps pour la présence d'un seul autre détecteur dans le sous-groupe. Pour chaque sous-groupe de 8 canaux, une matrice C_{ij} de 8×8 a été construite contenant la correction en temps pour le détecteur i dans le cas où i et j étaient les seuls détecteurs touchés. L'élément C_{ii} contenait la (petite) différence en temps dans le cas où le détecteur i était le seul touché par rapport à celui qui ne tenait pas compte des autres voies. Pour certaines combinaisons cette correction atteignait 2 ns. Le tableau 4.1 contient les valeurs de C_{ij} pour le premier sous-groupe, les détecteurs #1 à #8.

Les effets des diverses corrections sont illustrés dans la figure 4.6. On observe que la résolution en temps pour le pic prompt est sensiblement améliorée et passe de 1.5 ns à 800 ps. La résolution finale était principalement due à la largeur du paquet de faisceau, égale en moyenne à 700 ps au cours de l'expérience.

4.4 Identification des particules

A cette étape de l'analyse, on sait distinguer les photons des particules chargées (surtout protons) et des neutrons. Ceci est réalisé grâce à deux coupures : une coupure dans la matrice étroite-large pour séparer les particules chargées des particules dites neutres et une coupure en temps pour séparer les photons des neutrons. La fenêtre en temps utilisée pour sélectionner les photons est indiquée dans les spectres de la figure 4.7 où sont représentées séparément les contributions des photons, des particules chargées et des neutrons.

Cette analyse ne permet pas de distinguer les photons des électrons (ou positrons) — ceci était cependant possible pour le bloc G équipé du détecteur VETO — qui se propagent également à la vitesse de la lumière. Il est tout aussi impossible de

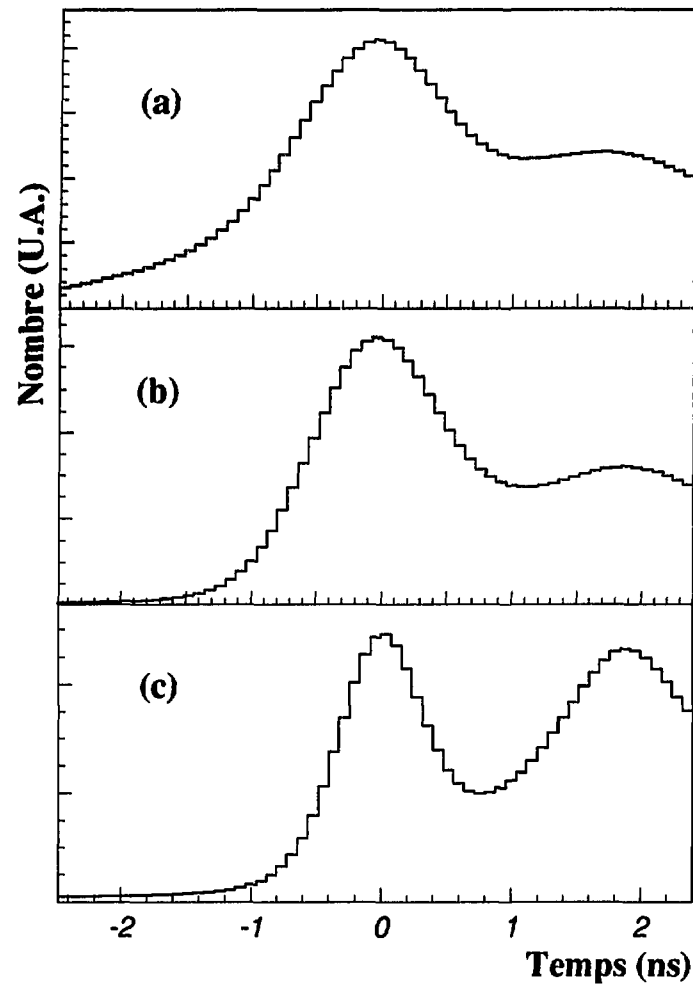


Figure 4.6: Les effets des corrections de temps. Tous les détecteurs ont été accumulés dans ces histogrammes. Le premier histogramme (a) montre le spectre en temps sans corrections, le deuxième histogramme (b) montre le spectre en temps après la correction pour les dérives de la HF et le troisième histogramme (c) montre le spectre en temps après toutes les corrections.

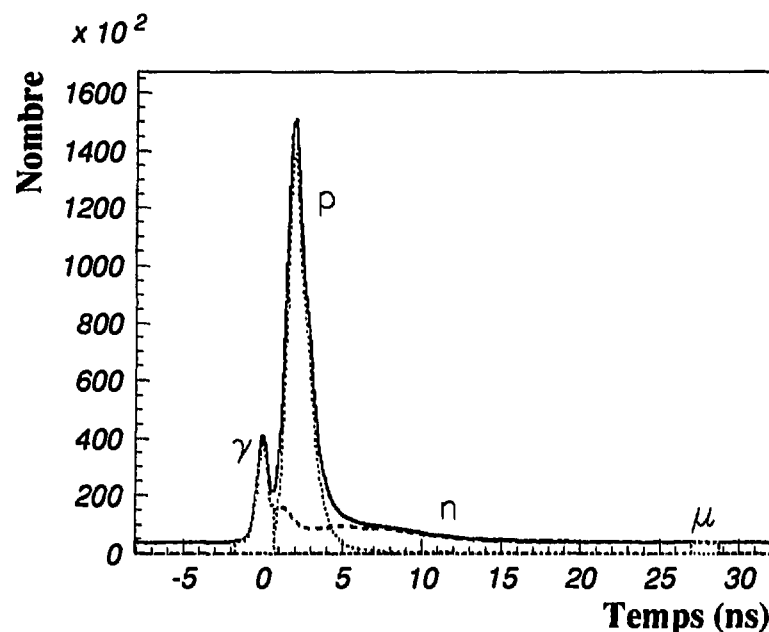


Figure 4.7: Identification des photons illustrée à l'aide des spectres de temps correspondant aux photons, protons, neutrons et la somme des 3.

distinguer les événements du rayonnement cosmique (muons) mesurés dans le pic prompt en coïncidence fortuite.

Les électrons et positrons sont pour la plus grande partie produits par conversion (dans les parois de la chambre à réaction) d'un photon en une paire e^+e^- . L'angle d'ouverture de ces deux leptons étant très petit (de l'ordre de 1 à 2 degrés), cette paire touchera, soit le même détecteur, soit des détecteurs voisins. Dans la plupart des cas, l'analyse identifiera cette paire comme un photon simple. Une estimation de la contamination des spectres de photons par les dileptons ainsi que la probabilité d'identifier la paire de dileptons comme une paire de photons ont été obtenues par simulation.

Pour obtenir une estimation de la contamination des spectres de photons par le rayonnement cosmique (les muons), une deuxième fenêtre en temps a été utilisée, 50 ns après le pic de photons, avec la même largeur que la fenêtre utilisée pour sélectionner les photons. Les événements de grande énergie dans cette fenêtre sont dus au rayonnement cosmique, les seules autres origines possibles sont des neutrons qui auraient rebondi plusieurs fois dans la salle d'expériences ainsi que la radioactivité de noyaux instables, bien que ceux-ci ne puissent pas donner en général lieu à de grandes énergies. La totalité de l'analyse effectuée sur les photons a également été appliquée à ces événements et a permis de corriger les spectres de photons de la contamination cosmique.

4.5 Analyse des photons

Un photon de grande énergie crée une gerbe électromagnétique dans le BaF_2 et a une grande probabilité de toucher plusieurs modules (cf. paragraphe 3.3). La recherche de photons durs dans un événement s'est faite de la manière suivante :

1. Tous les modules étaient étalonnés en énergie et le type de particule (photon, neutron, proton, cosmique) était déterminé.
2. Une liste était établie contenant tous les modules identifiés comme photon et ayant enregistré une énergie supérieure à 10 MeV.
3. Chaque élément dans la liste était considéré comme le centre d'une gerbe électromagnétique. L'énergie de ce photon était calculée en sommant les énergies des modules voisins identifiés comme photon et sa position (et donc son angle d'émission) en calculant la moyenne, pondérée par l'énergie, de la position des modules voisins identifiés comme photon.

$$E = \sum_{\text{voisins}} E_i \quad (4.1)$$

$$\mathbf{r} = \frac{\sum_{\text{voisins}} E_i \cdot \mathbf{r}_i}{\sum_{\text{voisins}} E_i} \quad (4.2)$$

Des simulations ont démontré qu'il est important d'inclure le premier anneau des voisins directs pour obtenir une bonne résolution mais qu'il n'est pas nécessaire d'inclure le deuxième anneau de voisins [37].

4. Pour chaque bloc seul le candidat avec la plus grande énergie a été retenu, afin d'éliminer le double comptage (deux détecteurs voisins au-dessus de 10 MeV étaient deux entrées dans la liste). L'analyse ne prenait donc en compte qu'un seul photon dur par bloc de 19 modules.

L'étape suivante consiste maintenant à déterminer les propriétés de l'émission des photons à condition de connaître la fonction de réponse et l'efficacité du multidétecteur. La détermination de ces deux paramètres fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 5

Simulations

5.1 Motivation

La manipulation de détecteurs complexes conduit à faire appel à des simulations. Elles sont nécessaires dans la phase de construction du détecteur pour optimiser l'outil, mais aussi dans la phase d'exploitation où elles permettent de prédire son comportement. Généralement, il est très difficile, voire même impossible, de déconvoluer les résultats expérimentaux de la fonction de réponse du détecteur. On est donc contraint de convoluer les résultats des calculs théoriques avec l'acceptance du détecteur avant de les comparer aux résultats expérimentaux.

Dans le cas de TAPS, les simulations sont utilisées lors de l'étalonnage avec le rayonnement cosmique et dans les calculs de l'efficacité pour la détection des photons durs et des pions neutres. Le rayonnement cosmique dépose une énergie dans le BaF_2 qui dépend de la distance parcourue dans le scintillateur. La moyenne de l'énergie ainsi déposée dépend de la géométrie d'un module et de sa position dans l'espace. Elle ne peut donc être déterminée que par simulation. L'efficacité de détection d'un photon dur dépend de l'énergie du photon : plus grande est l'énergie du photon, plus grande sera la gerbe dans le BaF_2 et donc plus grande sera la quantité d'énergie s'échappant hors du détecteur. Ces effets seront différents selon que le photon touche un module au centre d'un bloc ou un module à l'extérieur, puisque le nombre de voisins détermine la qualité de la reconstruction de la gerbe et donc l'efficacité. Sur l'efficacité de détection d'un π^0 ou la résolution en masse invariante, tous ces effets jouent pour les deux photons de décroissance. Enfin, dans le cas des corrélations, il faut s'assurer que les corrélations observées ne sont pas un effet du dispositif expérimental, mais bien un phénomène physique.

5.2 Réalisation

Les simulations ont été réalisées à l'aide du logiciel GEANT3 [70]. Ce logiciel permet :

- de décrire la géométrie d'un dispositif expérimental, constitué d'un grand nombre de sous-détecteurs, qui eux aussi peuvent être constitués de sous-unités, etc. . . ;
- de pister les particules primaires et les particules secondaires, créées dans un processus physique (comme la conversion d'un photon en une paire e^+e^-), dans l'environnement expérimental ;
- de donner une représentation graphique du dispositif expérimental ainsi que des traces des particules créées dans un événement simulé.

Il y a donc deux entrées dans les simulations : (1) la géométrie du multidétecteur TAPS : c'est à dire les 13 blocs, dont les positions sont résumées dans le tableau 3.1, de 19 modules de trois types différents tels qu'ils sont décrits dans la section 3.3.1 et (2) la physique, qui pour chaque événement permet de spécifier le vertex \mathbf{r} , le moment \mathbf{p} et le type de la (ou des) particule(s) à pister.

En sortie de la simulation, on dispose des énergies déposées dans les modules. Ce résultat a ensuite été filtré afin de mieux s'approcher des conditions expérimentales puisqu'il faut tenir compte :

- des seuils de détection imposés par les FCC8, et des seuils des LE, pour simuler l'efficacité du déclenchement ;
- de la perte d'efficacité de 10% du fait de l'utilisation du mauvais EPROM (cf. paragraphe 3.5) ;
- de la résolution imparfaite de l'électronique.

Ces données ont ensuite été traitées, comme décrit dans le paragraphe 4.5, en reconstruisant la gerbe pour obtenir l'énergie E et les angles θ et ϕ .

Les événements introduits dans la simulation étaient construits par un générateur d'événements qui pouvait simuler trois types d'événements :

- des photons simples, tirés aléatoirement selon une distribution énergétique et angulaire, par exemple celle de l'équation (6.2), calculée, soit dans le repère du laboratoire, soit dans le repère nucléon-nucléon ;

- deux photons provenant d'un π^0 , généré selon une distribution en énergie donnée, et émis isotropiquement dans le repère nucléon-nucléon ;
- une paire de photons corrélés selon l'équation (2.100) ou (2.112) ; la corrélation était réalisée par une méthode de rejet (voir paragraphe 5.5).

5.3 Exemples de simulations

Dans ce paragraphe je donnerai quelques exemples de simulations. Les valeurs des seuils des discriminateurs FCC8 (1 MeV) et LE (15 MeV) ont été prises en compte et la valeur de l'énergie a été obtenue en utilisant l'algorithme décrit dans le paragraphe 4.5. La fonction de réponse de l'électronique n'a pas été introduite, mais pourra être ajoutée a posteriori.

5.3.1 Photons durs simples

La distribution en énergie déposée est représentée dans la figure 5.1 pour des photons mono-énergétiques de 60 MeV. L'énergie la plus probable est de 55 MeV et la largeur de la distribution de 5 MeV. La différence entre l'énergie déposée et l'énergie incidente représente la partie de la gerbe électromagnétique s'échappant hors du détecteur.

Les mêmes simulations ont été effectuées pour des photons entre 20 MeV et 140 MeV. Les résultats sont résumés dans la figure 5.2 où l'énergie déposée la plus probable est représentée en fonction de l'énergie incidente. Les barres d'erreur indiquent la largeur de la distribution à mi-hauteur. On observe que la valeur de l'énergie déposée la plus probable varie quasi-linéairement avec l'énergie incidente s'accompagnant d'une petite correction du deuxième ordre. Il en résulte que la pente d'un spectre exponentiel mesuré sera plus faible que la pente du spectre réel, la différence entre ces deux pentes étant proportionnelle à la différence entre l'énergie déposée et l'énergie incidente.

5.3.2 Les pions neutres

La réponse en masse invariante pour les π^0 du détecteur TAPS, dans sa géométrie utilisée au GANIL est représentée dans la figure 5.3. La masse invariante, définie dans l'équation (2.118), est une quantité conservée lors la désintégration d'une particule, puisque le quadri-moment et son module sont conservés. La masse invariante

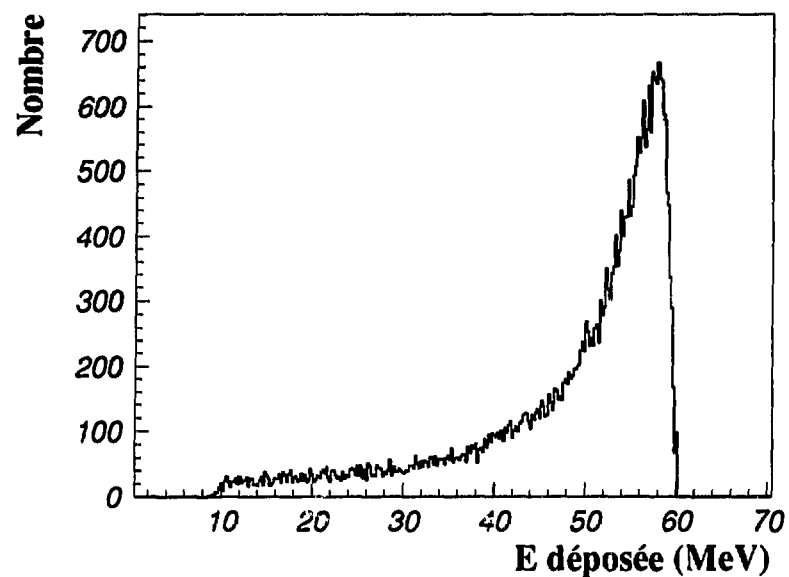


Figure 5.1: *Distribution en énergie déposée dans un module BaF_2 TAPS, obtenue pour des photon incidents de 60 MeV.*

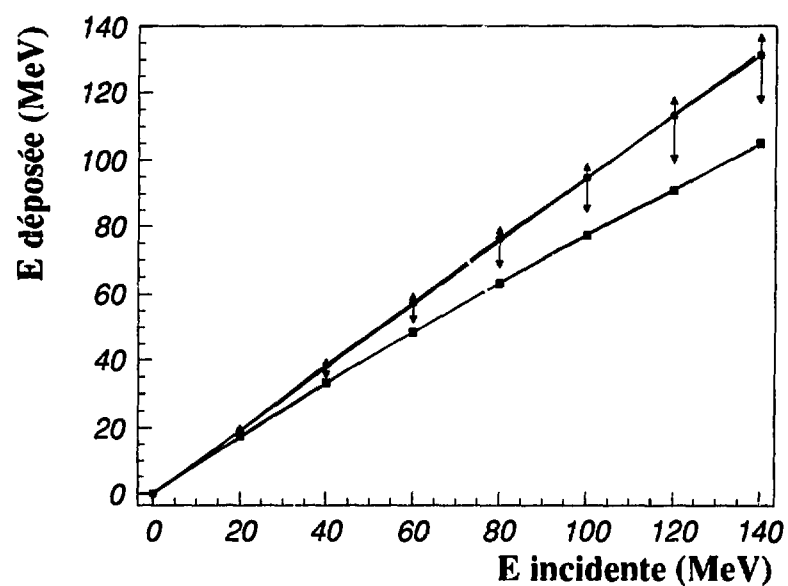


Figure 5.2: *Énergie déposée versus énergie incidente pour les modules TAPS. La ligne supérieure correspond à l'énergie la plus probable et la ligne inférieure à l'énergie moyenne.*

d'un π^0 au repos est égale à $M_{\pi^0} = 134,9$ MeV ($c = 1$), et elle s'écrit :

$$M_{\text{inv}} = \left[2E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos \psi) \right]^{1/2} = 134,9 \text{ MeV}, \quad (5.1)$$

où $E_{\gamma_{1,2}}$ sont les énergies des photons de désintégration et ψ leur angle d'ouverture.

En accord avec les résultats expérimentaux, la simulation prend en compte la distribution exponentielle de l'énergie des π^0 et leur émission isotrope dans le repère nucléon-nucléon. La masse invariante détectée la plus probable est de 120 MeV et la largeur du pic est de 23 MeV, soit une résolution de 19%.

Dans la reconstruction de la masse invariante, la résolution en angle d'ouverture joue un rôle mineur (tant que l'angle d'ouverture reste grand). La déviation par rapport à la valeur originelle de 134,9 MeV (la masse du π^0) est principalement due à l'imparfaite détection de l'énergie des deux photons. On peut donc utiliser la masse invariante mesurée pour améliorer la résolution sur l'énergie cinétique ou moment transverse du π^0 . En effet, le rapport masse invariante mesurée, M_{inv} , sur masse du π^0 (134,9 MeV) représente la fraction d'énergie qui s'est échappée hors du détecteur. La correction pour l'énergie cinétique T et le moment transverse p_t du π^0 peut alors se calculer de la façon suivante :

$$T_{\text{cor}} = \frac{M_{\text{inv}}}{M_{\pi^0}} (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}) - M_{\pi^0} \quad (5.2)$$

$$p_{t,\text{cor}} = \frac{M_{\text{inv}}}{M_{\pi^0}} (p_{t,\gamma_1} + p_{t,\gamma_2}) \quad (5.3)$$

L'effet de cette correction est montré dans la figure 5.4 où le spectre *initial* est le spectre introduit dans la simulation et le spectre *TAPS* représente le spectre corrigé qui prend en compte la fonction de réponse de TAPS.

Une autre méthode [69] de correction utilise en outre le rapport d'asymétrie X des énergies des deux photons :

$$X = \frac{|E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}|}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}} \quad (5.4)$$

Cependant, la mesure de l'asymétrie n'est pas très fiable car une grande asymétrie mesurée peut être causée par la mauvaise détection de l'un des deux photons. Cette méthode n'a donc pas été retenue.

5.4 Efficacité de détection

Pour calculer l'efficacité de détection, il ne suffit pas de prendre l'énergie déposée dans les détecteurs, mais il faut également tenir compte de la réponse de l'électronique. Ceci était réalisé de la façon suivante :

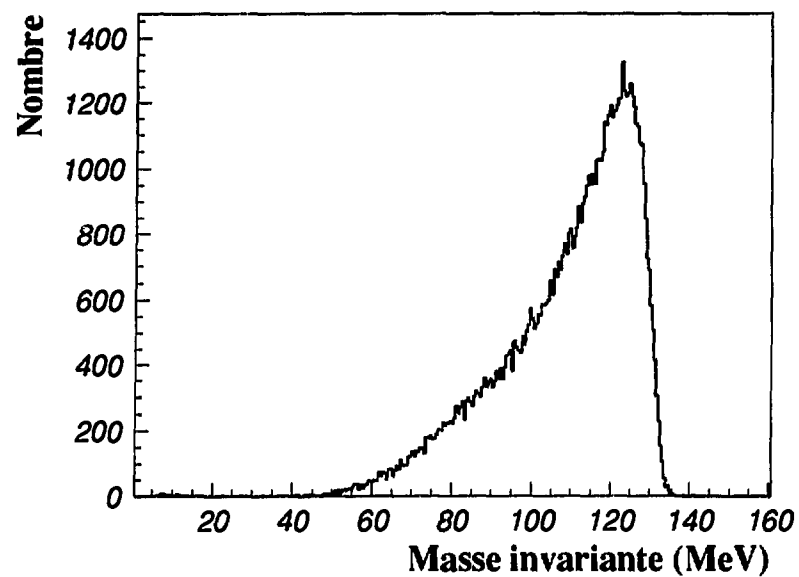


Figure 5.3: Réponse de TAPS, dans la géométrie du GANIL, en masse invariante pour les π^0 .

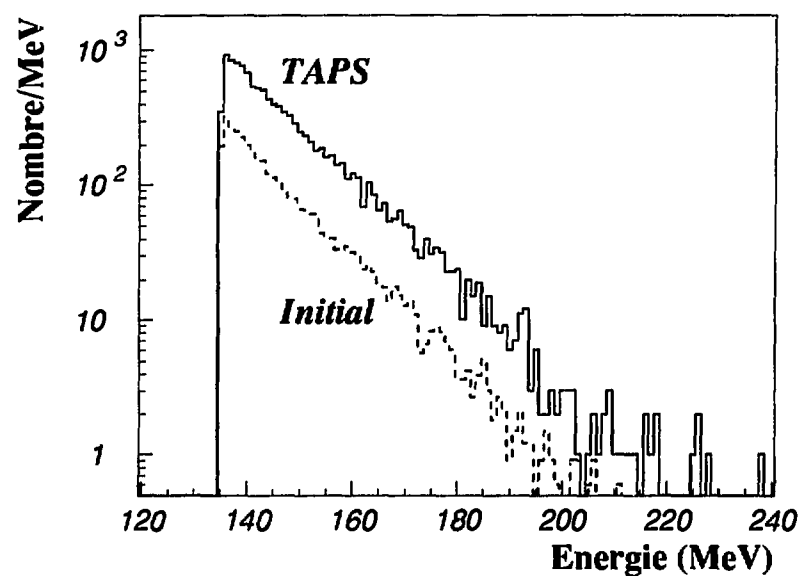


Figure 5.4: Illustration de la méthode de correction pour l'énergie des π^0 , le spectre initial a été multiplié par 0,3.

1. Les seuils des FCC8 dans les simulations étaient à 1 MeV et ceux des LE à 15 MeV.
2. L'effet du mauvais EPROM était simulé par une remise à zéro des détecteurs dans 10% des cas.
3. Les autres effets de l'électronique étaient simulés en étalant l'énergie déposée dans chacun des détecteurs selon une distribution gaussienne afin de reproduire la résolution des π^0 dans le spectre expérimental (figure 6.8). La largeur de la gaussienne pour un détecteur touché par un photon d'énergie E était :

$$\text{FWHM}(E) = 0,084 \times (E(\text{GeV}))^{-1/4} \quad (5.5)$$

5.4.1 Photons simples

L'efficacité de détection des photons dépend de leur énergie et de leur distribution angulaire comme expliqué dans le paragraphe 5.1. Elle a donc été calculée pour des photons émis isotropiquement dans le repère du centre de masse nucléon-nucléon, repère se déplaçant avec la moitié de la vitesse du faisceau. L'efficacité de détection d'un photon simple est définie comme l'efficacité de détecter un photon d'une énergie supérieure à 30 MeV dans le repère du laboratoire. L'énergie des photons était générée selon une distribution exponentielle :

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \exp\left(-\frac{E_{cm}}{E_0}\right) \quad (5.6)$$

La dépendance avec le paramètre E_0 de l'efficacité de détection est représentée dans la figure 5.5. Les points représentés correspondent à une émission dans le repère du laboratoire ainsi que dans le repère du centre de masse nucléon-nucléon dans la réaction ^{129}Xe sur ^{197}Au à 44 MeV/u. On observe que l'efficacité augmente avec E_0 , car la probabilité de détecter plus de 30 MeV d'énergie augmente avec l'énergie incidente. L'efficacité de détection de photons durs émis à partir du repère du centre de masse nucléon-nucléon pour $E_0 = 15$ MeV est égale à :

$$\epsilon_\gamma = 13,5\% \quad \text{pour } E_0 = 15 \text{ MeV.}$$

Dans la figure 5.6, la valeur de $E_{0,\text{initial}}$ introduite dans les simulations est représentée en fonction de la valeur de $E_{0,\text{TAPS}}$ déduite du spectre simulé. Un polynôme du deuxième ordre a été ajusté à ces points :

$$E_{0,\text{initial}} = -0,065 + 1,086 \cdot E_{0,\text{TAPS}} + 0,00657 \cdot E_{0,\text{TAPS}}^2 \quad (5.7)$$

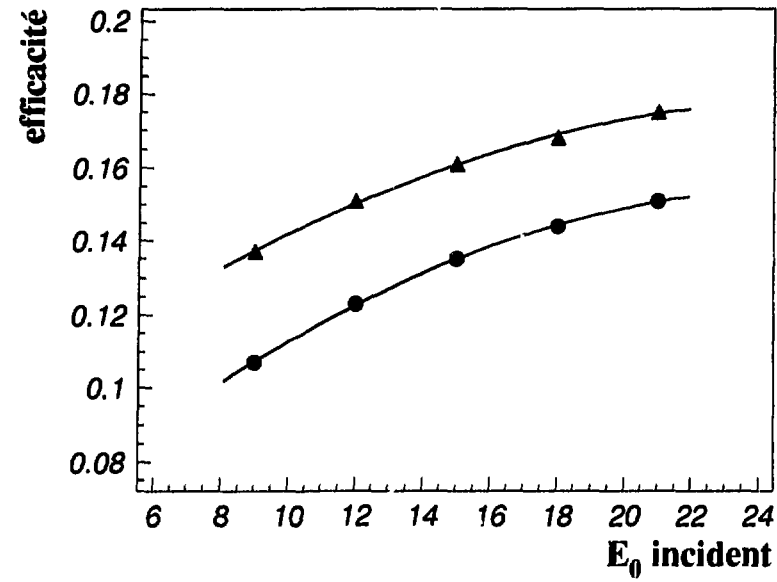


Figure 5.5: *Dépendance de l'efficacité de détection d'un photon avec la valeur du paramètre de pente E_0 . Les triangles représentent des photons émis isotropiquement dans le repère du laboratoire et les cercles ceux émis dans le repère nucléon-nucléon.*

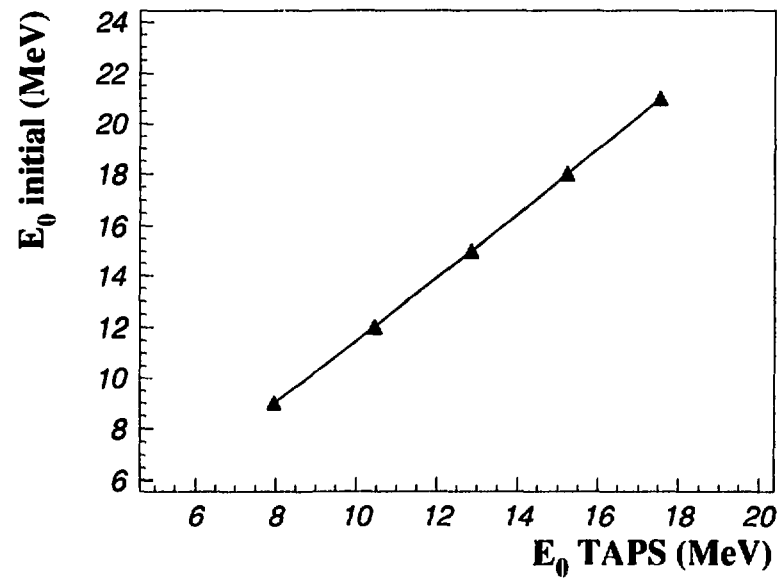


Figure 5.6: *Paramètre de pente introduit dans les simulations, E_0 initial, en fonction de la valeur observée, E_0 TAPS.*

5.4.2 Pions neutres

L'efficacité de détection des π^0 a été calculée pour des π^0 émis isotropiquement dans le centre de masse nucléon-nucléon avec une distribution exponentielle en énergie cinétique. Pour une pente $E_0 = 15$ MeV, l'efficacité de détection des π^0 est de :

$$\epsilon_{\pi^0} = 3,35\% \quad \text{pour } E_0 = 15 \text{ MeV.}$$

Dans la simulation un π^0 est considéré détecté si (1) l'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon de chacun des photons E_{cm} est supérieure à 25 MeV et (2) leur masse invariante est comprise entre 50 MeV et 150 MeV.

5.4.3 Deux photons

Bien qu'il ne soit pas important pour la corrélation de connaître la section efficace de production d'une paire de photons durs, cette section efficace aide à la compréhension de la dynamique de la réaction et de la production des photons durs. Le générateur d'événements créait les photons à partir d'une distribution exponentielle en énergie ($E_0 = 15$ MeV) et d'une distribution angulaire isotrope. Les efficacités de détection pour des paires de photons corrélés ou non-corrélés étaient égales.

On a ainsi calculé :

1. l'efficacité de détection d'une paire de photons dont les énergies dans le repère du centre de masse nucléon-nucléon sont supérieures à 25 MeV, critère retenu lors de la construction de la fonction de corrélation. Cette efficacité est de :

$$\epsilon_{\gamma\gamma, E_{cm} > 25 \text{ MeV}} = 2,32\% ;$$

2. l'efficacité de détection d'une paire de photons d'énergie supérieure à 30 MeV dans le repère du laboratoire, utilisée pour le calcul de la section efficace de production d'une paire de photons durs. Cette efficacité est de :

$$\epsilon_{\gamma\gamma, E_{lab} > 30 \text{ MeV}} = 1,69\%.$$

5.5 Photons corrélés

Dans ce paragraphe je présenterai des simulations qui prouvent qu'il est possible de mesurer la corrélation entre photons durs avec le dispositif de TAPS et que l'on peut

distinguer des tailles de source extraites de la corrélation. Nous avons supposé que les photons sont corrélés selon l'équation (2.115) :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = 1 + \lambda(\hat{\mathbf{k}}_1, \hat{\mathbf{k}}_2) e^{-Q^2 R^2/2 - q_0^2 \tau^2/2}. \quad (5.8)$$

Nous avons étudié les deux cas limites du calcul de Razumov et Weiner, (cf. paragraphe 2.8.2). Dans le premier cas appelé *avec polarisation*, $\lambda = 1/4(1 + \cos^2 \psi)$ (équation (2.100)) et dans le deuxième, appelé *sans polarisation* (l'équation (2.111)), où λ est choisi arbitrairement égal à $1/2$ au lieu de $\lambda = 1$ pour faciliter la comparaison entre les deux cas.

L'algorithme générant les photons corrélés suivait les étapes suivantes :

1. Deux photons étaient tirés indépendamment selon la distribution en énergie et la distribution angulaire empiriques.
2. La valeur de la fonction de corrélation était calculée d'après l'équation (5.8), la valeur maximale étant de $3/2$.
3. Un nombre aléatoire entre 0 et $3/2$ était tiré. La paire était retenue, si ce nombre était plus petit que la valeur calculée en 2, dans le cas contraire l'algorithme recommençait en (1).

Les simulations ont été effectuées pour deux systèmes de taille différente, l'un ayant $R = 4$ fm et $\tau = 7$ fm/c, et l'autre $R = c\tau = 7$ fm.

Les résultats des simulations sont montrés dans les figures 5.5 et 5.5. On a ajouté dans ces figures les fonctions de corrélation initiales avant la convolution par la réponse du multidétecteur TAPS. Les fonctions de corrélation sont représentées en fonction des variables Q_{inv} et en Q_{enc} , définies dans les équations (2.117) et (2.119).

La fonction suivante a ensuite été ajustée à toutes les fonctions de corrélation :

$$C(Q_x) = A \left(1 + \lambda e^{-Q_x^2 R^2/2} \right), \quad (5.9)$$

où Q_x remplace Q_{inv} ou Q_{enc} . Puisque les fonctions de corrélation sont simulées, on connaît a priori la normalisation : elle est donc absolue et il est possible d'étudier l'erreur induite par l'ajustement sur la normalisation. Les fonctions de corrélation "TAPS" sont construites à partir des énergies déposées. La valeur de R doit donc être corrigée tel que $R_{cor} = 117/135 \times R$ où 135 MeV est la masse du π^0 et 117 MeV la masse mesurée avec TAPS, c.f. paragraphe 5.4.2. Les valeurs ajustées des paramètres sont résumées dans le tableau 5.5.

Il faut noter que la valeur de R contient à la fois une information spatiale et une information temporelle. La fonction d'ajustement (5.9) est correcte seulement dans

Source	Polarisation	variable	Initiale			TAPS			
			R	λ	A	R	λ	A	R_{cor}
$R = 4 \text{ fm}$ $\tau = 7 \text{ fm}/c$	<i>sans</i>	Q_{inv}	3,89	0,50	0,955	4,53	0,47	0,975	3,93
	<i>sans</i>	Q_{euc}	4,10	0,53	0,978	4,53	0,47	0,994	3,93
	<i>avec</i>	Q_{euc}	5,96	0,37	1,046	5,84	0,33	1,031	5,06
$R = 7 \text{ fm}$ $\tau = 7 \text{ fm}/c$	<i>sans</i>	Q_{inv}	7,03	0,41	0,997	8,05	0,41	0,997	6,98
	<i>sans</i>	Q_{euc}	6,97	0,51	0,997	7,89	0,47	0,998	6,84
	<i>avec</i>	Q_{euc}	8,40	0,46	1,009	8,75	0,41	0,995	7,58

Tableau 5.1: Paramètres ajustés des fonctions de corrélations simulées.

le cas où $R = cr$ et *sans polarisation*, dans le cas de la représentation en Q_{euc} . R_{cor} est cependant la seule valeur que l'on pourra déterminer expérimentalement.

En comparant la valeur mesurable R_{cor} et les tailles de source, les observations suivantes s'imposent :

- Il y a peu de différence entre les représentations en Q_{euc} et en Q_{inv} ; ceci résulte du fait que la valeur moyenne de q^0 est petite, puisque les énergies des photons sont tirées d'une distribution exponentielle, et indique également que la fonction de corrélation est peu sensible à l'extension temporelle τ .
- Dans le cas *sans polarisation*, la valeur de R_{cor} est très proche de la valeur 'initiale' de R , laquelle est très voisine de l'extension spatiale introduite dans les simulations. Par contre, dans le cas *avec polarisation*, les valeurs de R 'initiale' et de R_{cor} sont plus grandes que l'extension spatiale introduite dans les simulations.
- On obtient des largeurs supérieures dans le cas *avec polarisation* que dans le cas *sans polarisation*. En effet, dans le premier cas, le facteur $1/4(1 + \cos^2 \psi)$ fait décroître la fonction de corrélation plus rapidement, puisque l'angle d'ouverture augmente avec le moment relatif. Ceci explique également la structure à $\sim 55 \text{ MeV}$, dans la fonction de corrélation *avec polarisation* pour $R = 4 \text{ fm}$ et $\tau = 7 \text{ fm}/c$.

Pour une source plus grande, le facteur $\hat{\rho}(k_1 - k_2)$ décroît moins rapidement et le facteur λ joue un rôle plus important. Pour un moment relatif de 50 MeV , les photons avec un angle d'ouverture de 180° commencent à contribuer et

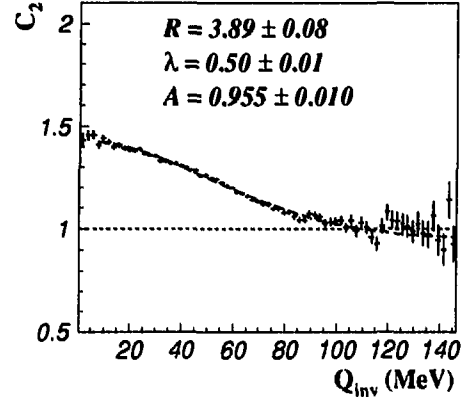
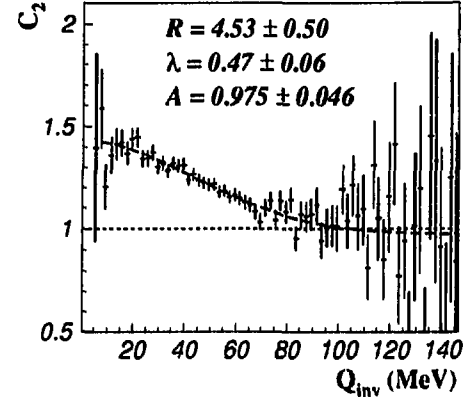
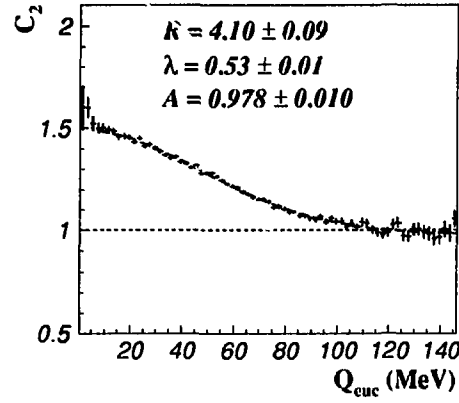
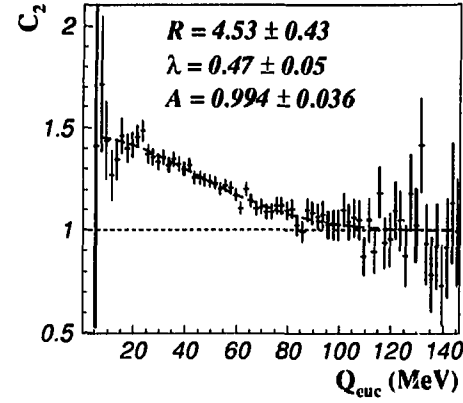
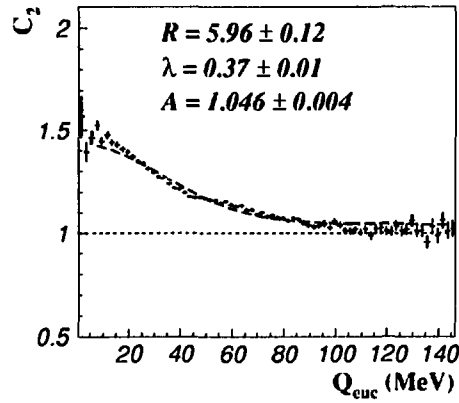
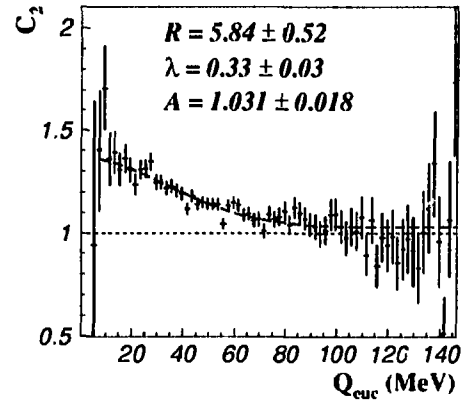
donneront lieu à une corrélation plus importante, ($\lambda(180^\circ) = 1/2$), que des photons avec un angle d'ouverture de 90° ($\lambda(90^\circ) = 1/4$).

- Pour les petites tailles de source, la corrélation s'étend jusqu'à des grandes valeurs du moment relatif au delà desquelles la statistique est trop faible pour choisir avec précision la normalisation. L'ajustement se fait donc par la forme de la fonction, qui, comme expliqué plus haut, n'a pas la bonne forme. On introduit ainsi une erreur systématique sur les paramètres de l'ajustement. Cet effet est plus prononcé lorsque l'on introduit la polarisation.

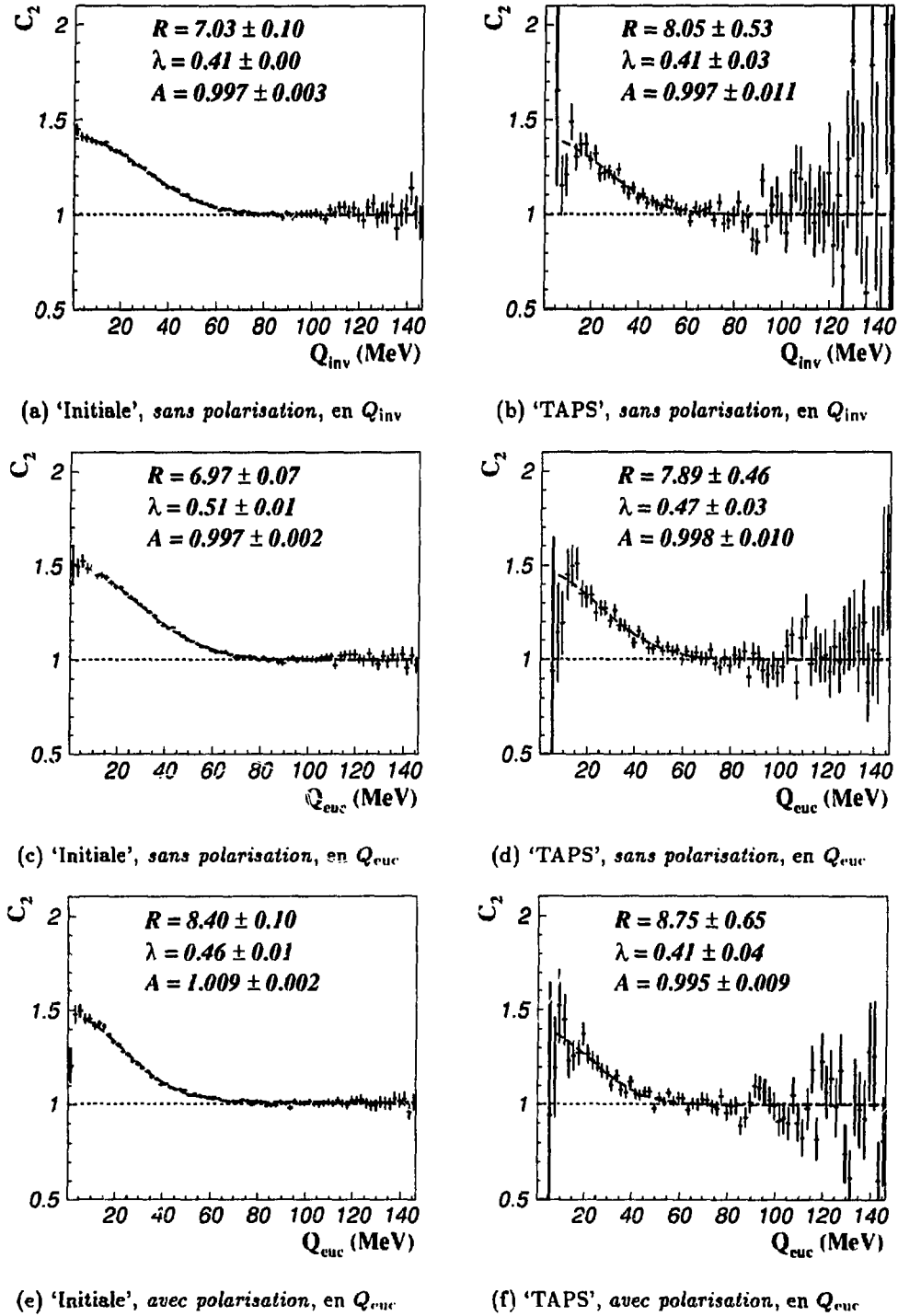
Dans le cas de Xe + Au on s'attend à une extension spatiale de l'ordre de la taille du projectile, c'est-à-dire un rayon gaussien d'environ 4 fm. Puisque la distribution angulaire observée expérimentalement est majoritairement isotrope avec une faible composante dipolaire, paragraphe 6.2, d'après le modèle de Razumov et Weiner, la fonction de corrélation devrait être du type *avec polarisation*.

De cette analyse des simulations, nous concluons que le détecteur TAPS déforme peu la fonction de corrélation et que la valeur mesurée, puis corrigée, de la largeur de la fonction de corrélation est très proche de l'extension spatiale de la source quelle que soit la représentation choisie, Q_{inv} ou Q_{euc} . D'autre part, la méthode est limitée à la mesure de rayons $R \geq 4$ fm quand les photons sont produits avec un paramètre de pente $E_0 = 15$ MeV [35].

Simulations

(a) 'Initiale', sans polarisation, en Q_{inv} (b) 'TAPS', sans polarisation, en Q_{inv} (c) 'Initiale', sans polarisation, en Q_{euc} (d) 'TAPS', sans polarisation, en Q_{euc} (e) 'Initiale', avec polarisation, en Q_{euc} (f) 'TAPS', avec polarisation, en Q_{euc} Figure 5.7: Fonctions de corrélation simulées pour $R = 4 \text{ fm}$ et $\tau = 7 \text{ fm}/c$.

Simulations

Figure 5.8: Fonctions de corrélation simulées pour $R = c\tau = 7 \text{ fm}$.

Chapitre 6

Analyse

Dans ce chapitre je présente les résultats de l'analyse des données obtenues dans l'expérience Xe + Au à 44 MeV/u. Ils incluent (1) la production inclusive de photons, (2) la production inclusive de photons durs et (3) la production de paires de photons durs qui permettent d'étudier à la fois la production de π^0 et la corrélation entre photons durs.

6.1 Production inclusive de photons

Le spectre de photons est représenté dans la figure 6.1. Il a été accumulé à partir du déclenchement de biais minimal : le déclenchement *fcc-ou*. Ce spectre n'étant pas corrigé pour la réponse du multidétecteur, les paramètres extraits sont des paramètres "bruts". On y distingue trois composantes :

1. Les photons statistiques : ces photons de la partie basse énergie du spectre ($E_\gamma < 10$ MeV) sont émis lors de la dernière étape de refroidissement des fragments chauds de la réaction. Le taux d'émission décroît exponentiellement avec l'énergie, selon une pente $E_0 = 1,285 \pm 0,003$ MeV.
2. Les photons de résonances géantes : ces photons, d'énergie comprise entre 10 et 20 MeV, sont émis à partir d'états collectifs non liés du noyau situé à haute énergie d'excitation. La résonance géante dipolaire (transition E1) en constitue la principale contribution. La loi d'échelle empirique $E_{\text{GDR}} = 31,2A^{-1/3} + 10,6A^{-1/6}$ (MeV), donnant l'énergie moyenne de la résonance, la situe à 15,3 MeV dans Xe et à 13,9 MeV dans Au. La contribution de résonances géantes au spectre de photons, centrée autour $12,6 \pm 0,4$ MeV avec une largeur (FWHM) de $4,8 \pm 0,4$ MeV correspond à l'excitation de résonances dans les noyaux cible et projectile, mais aussi dans les fragments de la réaction.

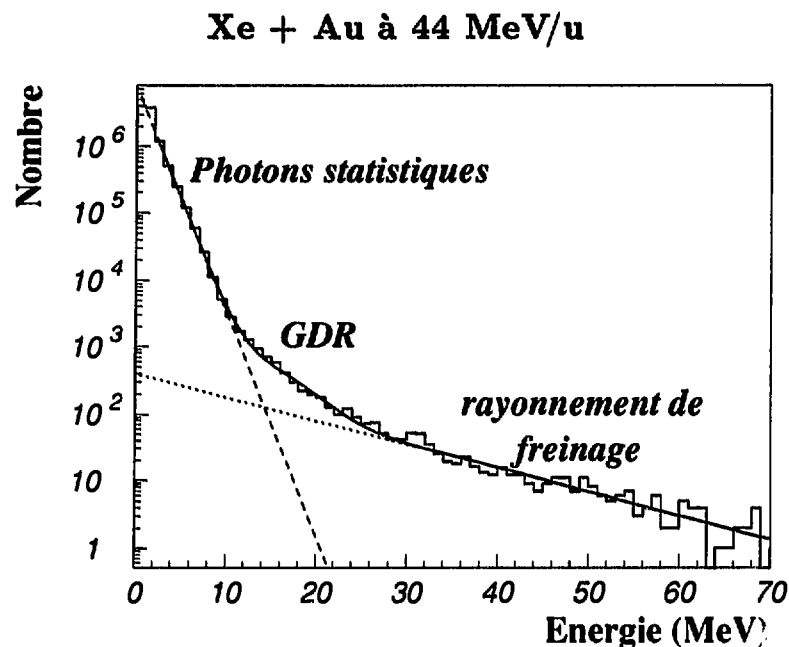


Figure 6.1: *Spectre inclusif de photons. Le trait plein résulte d'un ajustement aux données expérimentales d'une fonction prenant en compte l'émission statistique, l'émission à partir de la GDR et l'émission des photons de bremsstrahlung.*

3. Les photons durs du rayonnement de freinage nucléon-nucléon. Cette partie du spectre à haute énergie décroît également exponentiellement. Le paramètre de pente est $E_0 = 12 \pm 2$ MeV. Les propriétés de ces photons sont traitées en détail dans le paragraphe suivant.

6.2 Production inclusive de photons durs

6.2.1 Observations expérimentales

Les photons durs ont été obtenus à partir du déclenchement *led-ou*, qui exige qu'un détecteur au moins ait enregistré une énergie déposée supérieure à 15 MeV.

L'émission des photons durs dans les collisions entre ions lourds a été étudiée dans une grande variété de systèmes, couvrant des combinaisons projectile-cible allant de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ à $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$, et à des énergies incidentes comprises entre 9 MeV/u et 124 MeV/u. À partir de ces données, la systématique des résultats rassemblée sur la production de photons d'énergie supérieure à 30 MeV [25,26], a permis de déduire les caractéristiques globales suivantes :

- le spectre en énergie décroît exponentiellement, le paramètre de pente E_0 est d'autant plus élevé que l'énergie du faisceau est plus élevée ;
- la multiplicité de photons durs augmente avec les masses du projectile et de la cible et suit une loi d'échelle dépendant du nombre de collisions proton-neutron primaires, et
- la vitesse de la source émettrice est celle du repère nucléon-nucléon. Elle est déduite de la distribution angulaire en mettant à profit l'effet Doppler. Dans ce repère l'émission est essentiellement isotrope avec une faible composante dipolaire.

Au vu de ce comportement global, la section efficace doublement différentielle, $d^2\sigma/dEd\Omega$, dans le repère d'émission est paramétrisée comme suit [28] :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_s = K \left(1 - \alpha + \alpha \sin^2 \theta_s \right) \exp \left(-\frac{E_s}{E_0} \right), \quad (6.1)$$

où le paramètre α mesure l'anisotropie de la distribution angulaire. Par transformation de Lorentz, on obtient l'expression dans le repère du laboratoire :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} \right)_{lab} = \frac{K}{Z} \left(1 - \alpha + \alpha \frac{\sin^2 \theta_{lab}}{Z^2} \right) \exp \left(-\frac{Z E_{lab}}{E_0} \right), \quad (6.2)$$

avec les définitions usuelles suivantes :

$$Z = \gamma_s (1 - \beta_s \cos \theta_{lab}), \quad (6.3)$$

$$\gamma_s = 1/\sqrt{1 - \beta_s^2}, \quad (6.4)$$

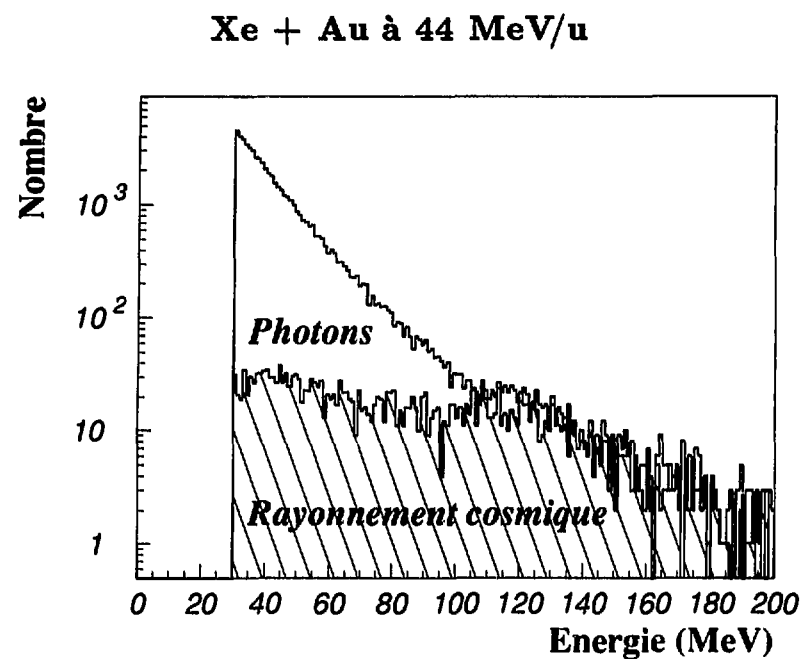
$$\beta_s = v_s/c, \quad (6.5)$$

v_s est la vitesse de la source dans le repère du laboratoire.

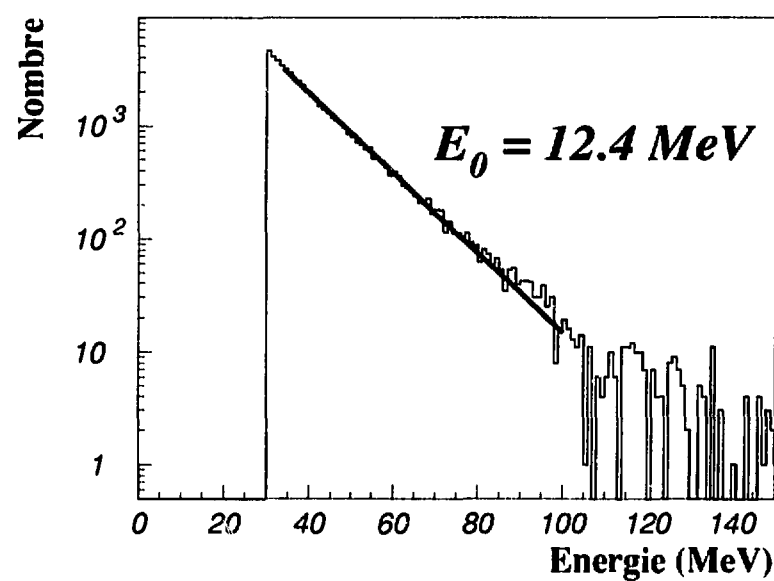
L'ajustement de l'expression (6.2) à nos données expérimentales a été réalisé en deux temps. La valeur du paramètre E_0 était d'abord déterminée à partir du spectre inclusif (voir la figure 6.2). Notons, entre parenthèses, que cette figure démontre la nécessité de corriger les spectres pour la contamination par le rayonnement cosmique. Cette correction a été réalisée par soustraction spectre à spectre de la contamination, estimée comme indiqué au paragraphe 4.4. La valeur déduite de E_0 est $12,4 \pm 0,5$ MeV. A partir de la relation (5.7), le paramètre de pente "déconvolué" de la fonction de réponse est :

$$E_0 = 14,4 \pm 0,8 \text{ MeV.}$$

Dans un deuxième temps, la distribution angulaire, $d\sigma/d\Omega$, a été déterminée en découpant la couverture angulaire du multidétecteur en 13 tranches. La valeur de



(a) Spectre de photons et de la contamination du rayonnement cosmique.



(b) Spectre en énergie des photons durs corrigé pour la contamination du rayonnement cosmique.

Figure 6.2: Spectres en énergie des photons durs et contamination du rayonnement cosmique.

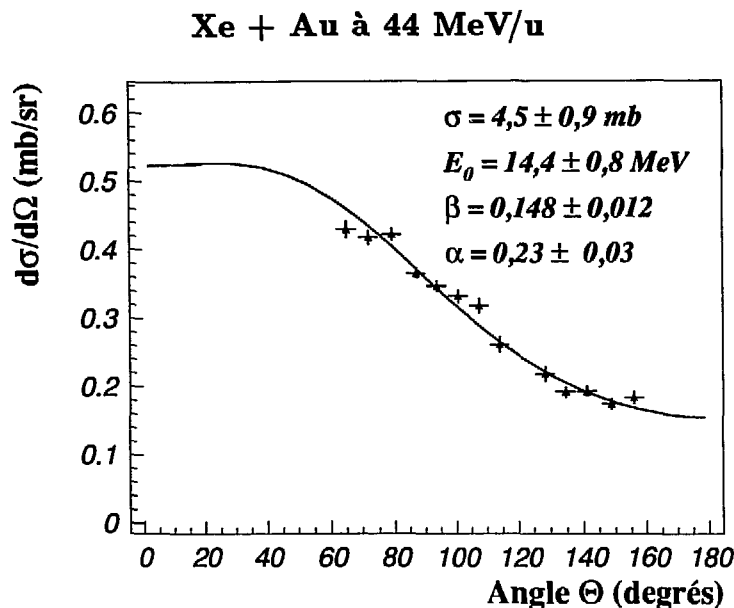


Figure 6.3: Distribution angulaire de l'émission des photons durs.

$d\sigma/d\Omega$ de chacune des tranches était calculée à l'aide des normalisations déduites des simulations en incluant la valeur de E_0 déterminée précédemment. La distribution angulaire ainsi obtenue est représentée dans la figure 6.3.

La relation (6.2) intégrée sur des énergies supérieures à 30 MeV a été ajustée à cette distribution angulaire, avec une valeur constante de E_0 égale à 14,4 MeV. Le résultat est montré dans la figure 6.3 d'où l'on déduit les valeurs suivantes :

$$K = 211 \pm 8 \mu\text{b sr}^{-1} \text{MeV}^{-1} ;$$

$$\beta_S = 0,148 \pm 0,12 ;$$

$$\alpha = 0,23 \pm 0,03 .$$

La section efficace totale $\sigma_\gamma(E > 30 \text{ MeV})$ est obtenue par intégration de la relation (6.2) et l'on obtient :

$$\sigma_\gamma(E_{\text{lab}} > 30 \text{ MeV}) = 4,5 \pm 0,9 \text{ mb}.$$

L'erreur sur σ_γ est essentiellement due à l'imprécision de la mesure du courant du faisceau.

Il a été observé que la production des photons durs, à une énergie incidente donnée, peut se réduire à un seul paramètre : la probabilité P_γ d'émission d'un

photon dur par collision proton-neutron primaire, définie comme suit :

$$\sigma_\gamma = \sigma_R \langle N_{pn} \rangle_b P_\gamma, \quad (6.6)$$

où σ_R est la section efficace totale de la réaction de Xe + Au à 44 MeV/u, que l'on peut calculer comme suit [37] :

$$\sigma_R = 10\pi \left[1,16 \left(A_{cible}^{1/3} + A_{proj}^{1/3} + 2,0 \right) \right]^2 \left(1 - \frac{V_c}{E} \right) = 6,2 \text{ b}. \quad (6.7)$$

$\langle N_{pn} \rangle_b$ est le nombre de collisions proton-neutron primaires moyenné sur le paramètre d'impact b . La valeur de $\langle N_{pn} \rangle_b$ se calcule dans le modèle géométrique de la référence [24], qui compte, pour un paramètre d'impact donné, les nucléons à l'intérieur du volume de recouvrement :

$$\langle N_{pn} \rangle_b = \frac{(N_{proj} Z_{cible} + N_{cible} Z_{proj})(5A_{cible}^{2/3} - A_{proj}^{2/3})}{5A_{cible}(A_{cible}^{1/3} + A_{proj}^{1/3})} \quad \text{avec } A_{cible} \geq A_{proj} \quad (6.8)$$

et sa valeur est $\langle N_{pn} \rangle_b = 15,2$. La valeur de P_γ est alors :

$$P_\gamma = (4,8 \pm 0,9) \times 10^{-5}.$$

6.2.2 Comparaison avec la systématique

Dans ce paragraphe, je compare nos résultats avec la systématique compilée par V. Metag [27].

La figure 6.4 montre la variation de la probabilité P_γ en fonction de l'énergie incidente diminuée de l'énergie coulombienne, c'est-à-dire l'énergie disponible pour la réaction nucléaire. Cette probabilité augmente rapidement à basse énergie et indique un effet de saturation à plus haute énergie. Sur la même figure est reportée l'évolution de P_γ dans une collision proton-neutron libre. Le seuil de cette réaction est légèrement au-dessus de 60 MeV. On constate donc que, lorsque la collision proton-neutron se fait dans le milieu nucléaire, la probabilité P_γ est bien supérieure à la probabilité pour une collision libre. Ceci s'explique par l'apport à l'énergie du faisceau d'une énergie supplémentaire fournie par le mouvement de Fermi des nucléons dans le noyau. Ainsi, les photons durs permettent d'étudier la distribution dans l'espace de phase des nucléons participant à la collision, de même que les effets de la collision sur la distribution en moment des nucléons. Cette étude sera surtout fructueuse dans le domaine des énergies intermédiaires, où justement l'énergie du faisceau est proche de l'énergie de Fermi (~ 40 MeV). Aux énergies plus basses ($E < 10$ MeV/u), la production de photons durs est trop faible pour être étudiée avec

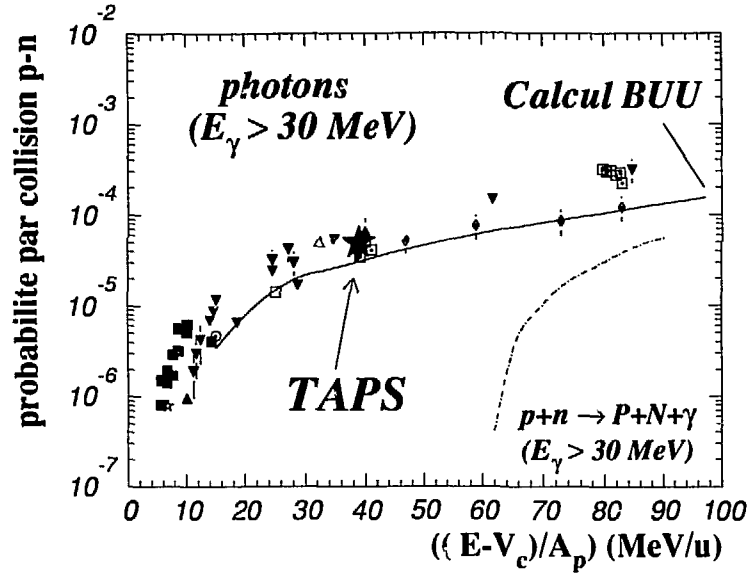


Figure 6.4: Systématique de l'émission de photons durs. Probabilité d'émission par collision proton-neutron d'un photon dur mesuré dans des collisions entre ions lourds, (la ligne continue, résultant d'un calcul BUU), comparée à un calcul pour des collisions proton-neutron libres (ligne discontinue).

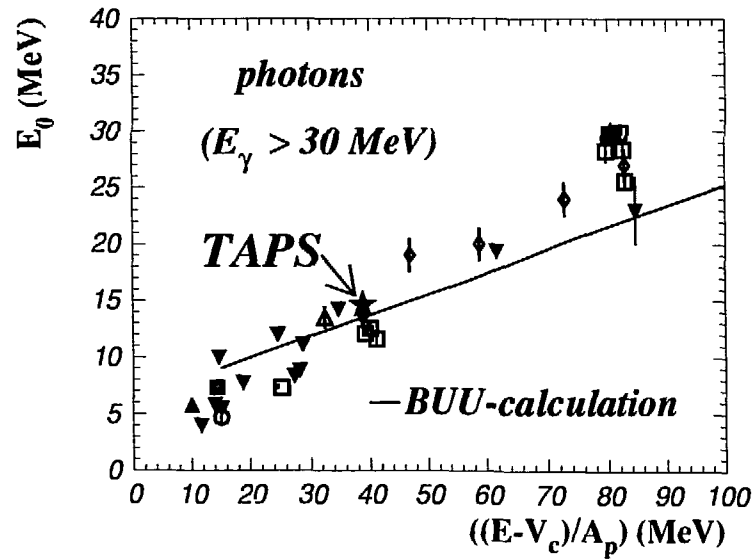


Figure 6.5: Systématique pour le paramètre de pente E_0 de l'émission de photons durs.

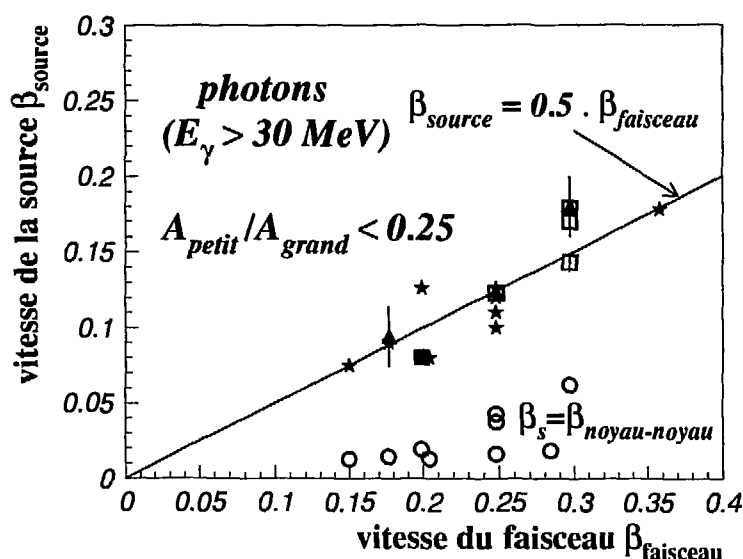


Figure 6.6: Systématique de la vitesse de la source émettrice des photons durs. Seuls les systèmes asymétriques sont représentés. Les cercles \circ indiquent la vitesse du repère noyau-noyau.

les moyens disponibles, et aux énergies plus élevées ($E > 200 \text{ MeV/u}$) la probabilité P_γ dans le milieu et P_γ libre ne se distinguent plus. On observe que notre valeur de P_γ est en bon accord avec la tendance générale. Notre mesure confirme donc que cette loi d'échelle reste valable pour un système de la taille de ^{129}Xe sur ^{197}Au , le système le plus lourd de la systématique. Il faut, cependant, remarquer que la représentation doublement logarithmique atténue de possibles effets fins et ne met en évidence que le comportement global.

La figure 6.5 représente la variation du paramètre de pente E_0 , également en fonction de l'énergie incidente corrigée de la barrière coulombienne. On observe une augmentation de la dureté du spectre lorsque l'énergie du faisceau croît, en accord avec l'image du rayonnement de freinage dont l'énergie varie comme le temps de décélération. A nouveau, on observe un bon accord de notre résultat avec la systématique et l'on peut conclure que lorsqu'on augmente la taille du système le mécanisme de production demeure inchangé.

La figure 6.6 présente les vitesses de la source émettrice de photons durs en fonction des vitesses du faisceau pour des systèmes très asymétriques ($A_{grand}/A_{petit} < 1/4$), où la vitesse du repère nucléon-nucléon et celle du repère noyau-noyau sont très différentes. On constate que la vitesse de la source émettrice est bien celle du

repère nucléon-nucléon et non celle du repère noyau-noyau. Notre valeur est égale à $\beta = 0,148 \pm 0,012$, en bon accord avec la vitesse du repère nucléon-nucléon égal dans notre cas à 0,151 (mi-rapidité). Puisque la vitesse de la source et celle du repère nucléon-nucléon coïncident on peut conclure que l'émission des photons durs a lieu dans la première phase de la réaction.

6.2.3 Modèles théoriques

Depuis la découverte [22] dans les collisions entre ions lourds d'une émission de photons durs plus abondante que prévue à l'époque, beaucoup de modèles théoriques ont été proposés pour expliquer le mécanisme de cette production.

Il est maintenant couramment admis que le spectre de photons durs résulte de la superposition de rayonnements de freinage émis lors de la première étape de la réaction nucléaire dans les collisions individuelles proton-neutron. Les observations expérimentales : taux de production proportionnel au nombre de collisions primaires proton-neutron, dureté du spectre en énergie ne dépendant que de l'énergie incidente, distribution angulaire quasi-isotrope, ainsi que vitesse de source égale à la vitesse du repère nucléon-nucléon, sont autant d'arguments en faveur de cette image.

Le rayonnement de freinage cohérent obtenu par décélération collective des noyaux avant la réaction est éliminé au vu de la distribution angulaire qui dans ce cas devrait être quadrupolaire.

Pour les réactions induites à des énergies incidentes très basses $E < 25$ MeV/u, il semble que l'émission statistique de photons à partir de noyaux chauds, en compétition avec l'émission de particules, domine le spectre de photons durs [23].

Les faits expérimentaux ont démontré l'importance du moment de Fermi des nucléons dans le noyau. Seuls les modèles décrivant la dynamique des nucléons dans l'espace de phase seront donc capables de décrire la production du rayonnement de freinage. Les calculs du type VUU [27] (Vlasov-Uehling-Uhlenbeck), couramment utilisés en physique nucléaire aux énergies intermédiaires pour décrire les collisions entre ions lourds répondent à ce critère. En fait, la production de photons durs a servi de base de test pour ce modèle, et a ainsi contribué considérablement à son évolution.

Ces modèles décrivent l'évolution de la distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ des particules dans l'espace de phase lors d'une réaction entre ions lourds par une équation de transport incluant un terme de collision :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}_1}{m} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} U_{\text{BHF}}(\mathbf{r}, t) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}_1} \right) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} =$$

$$\begin{aligned} & \frac{4}{(2\pi)^3} \iint d^3\mathbf{p}_2 d^3\mathbf{p}_3 \int d\Omega |v_{12}| \frac{d\sigma}{d\Omega} (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_4) \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4) \times \\ & \left\{ f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4, t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t)] [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2, t)] - \right. \\ & \left. f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_2, t) [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_3, t)] [1 - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_4, t)] \right\}. \end{aligned} \quad (6.9)$$

Le coté gauche de cette équation décrit l'évolution de la densité f sous l'influence d'un potentiel self-consistent U_{BHF} (Bolzmann-Hartree-Fock), et ne contient aucune information sur la nature quantique (fermions) des particules. Le potentiel U_{BHF} est décrit dans l'approximation de Skyrme par $U = A(\rho/\rho_0) + B(\rho/\rho_0)^\sigma$ [27]. Le coté droit de l'équation décrit les perturbations induites par les collisions nucléon-nucléon. Ce terme de collision se décompose en un terme de gain : collision de deux nucléons de moments initiaux \mathbf{p}_3 et \mathbf{p}_4 et de moments finaux \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 , et un terme de perte, où deux nucléons de moments \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 diffusent vers un état final \mathbf{p}_3 et \mathbf{p}_4 . La probabilité de collision est proportionnelle à la vitesse relative v_{12} et à la section efficace $d\sigma/d\Omega$ qui dépend de la différence en moment $\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_4$. Le facteur $\delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_3 - \mathbf{p}_4)$ assure la conservation d'énergie et de moment.

En fait, l'équation (6.9) n'est jamais résolue telle quelle et les diverses méthodes d'approximation singularisent un calcul donné. La méthode de VUU consiste à représenter chaque nucléon par un certain nombre de particules test qui se propagent classiquement dans le potentiel U_{BHF} ; quand deux particules test se rapprochent plus que ne le tolère la section efficace, $d\sigma/d\Omega$, il y a collision. Le principe de Pauli est pris en compte dans chaque collision par les facteurs $(1 - f)$ qui décrivent les probabilités d'occupation.

La production de photons durs dans la simulation VUU est obtenue par une méthode perturbative : pour chaque collision proton-neutron on définit la probabilité de production d'un photon, mais ce photon n'est pas propagé dans le milieu nucléaire.

Ces calculs permettent de décrire de façon globale les caractéristiques du rayonnement de freinage dans les collisions entre ions lourds. Par contre, les prédictions pour P_γ ou E_0 (voir figures 6.4 et 6.5) sont souvent assez éloignées des données expérimentales. Ceci pourrait s'expliquer par les distributions en moment utilisées. En effet, ces distributions sont celles dans le noyau et il n'est pas tenu compte de possibles fluctuations subies par les moments au cours de la collision. L'étude de telles fluctuations est actuellement poursuivies par divers groupes théoriques (par exemple [32]).

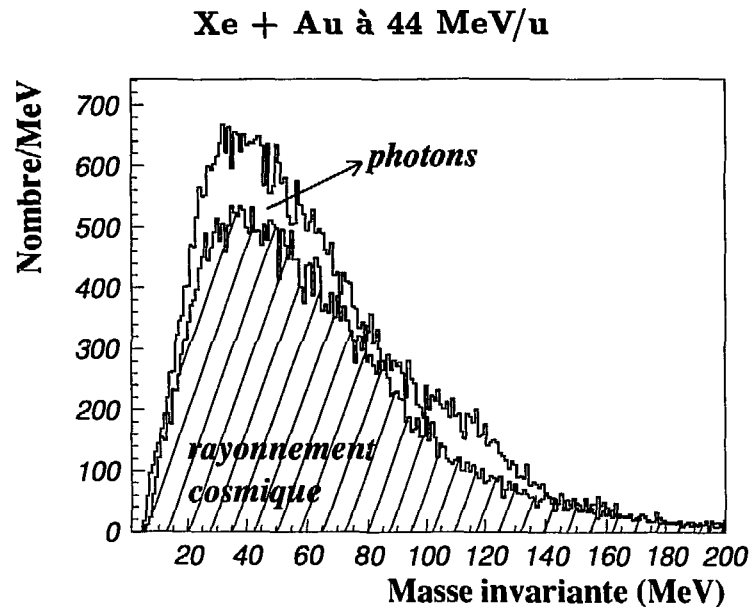


Figure 6.7: *Illustration de la contamination cosmique des événements à deux photons dans le spectre de masse invariante.*

6.3 Événements à deux photons

Les événements à deux photons étaient enregistrés à partir des déclenchements 2γ et π^0 . Pour construire une fonction de corrélation, il faut extraire des données un ensemble d'événements à deux photons en éliminant au mieux les contaminations. La plus abondante provient des événements cosmiques enregistrés en coïncidence fortuite avec le faisceau. Elle est tellement forte que le signal des π^0 dans le spectre de masse invariante est presque masqué si rien n'est fait pour discriminer cette contamination. Ceci est illustré dans la figure 6.7 où le spectre de masse invariante des paires de photons est comparé au spectre dû uniquement aux événements cosmiques. On observe que le rapport signal sur bruit est d'environ 1/6.

Pour éliminer les cosmiques, événement par événement, quatre critères ont été imposés :

1. Un photon dur est identifié que si son énergie est supérieure à 25 MeV dans le repère nucléon-nucléon. Seuls les événements à deux de ces photons ont été retenus. Cette coupure ne rejette que peu de bons événements, puisque l'on estime à moins de 10^{-9} la multiplicité d'événements à trois photons.

2. Les deux photons devaient obligatoirement être détectés dans deux blocs différents. Ce critère, déjà inclu dans l'algorithme de reconstruction de gerbe, paragraphe 4.5, découle de l'incapacité de différencier dans un seul bloc un rayonnement cosmique de multiplicité supérieure à deux de deux vrais photons.

3. Au moins deux particules (neutron, proton, ...) devaient être détectées en coïncidence, dans des blocs autres que celui qui détecte le photon. En effet, il a été observé que si les événements cosmiques sont en coïncidence avec le faisceau, ils ne le sont en général pas avec une réaction nucléaire, dont les plus violentes sont à l'origine de la plupart des paires de photons durs ou des π^0 . Elles peuvent être signées grossièrement grâce à la multiplicité des particules légères, essentiellement des neutrons. Le nombre de neutrons émis lors d'une collision violente peut être estimé à partir du nombre de neutrons en excès dans le système, soit $N_{Au} + N_{Xe} - Z_{Au} - Z_{Xe} = 60$ neutrons. L'efficacité des détecteurs BaF_2 pour les neutrons étant de l'ordre de 25 à 30%, 4 neutrons en moyenne étaient détectés par TAPS ($0,3 \times 4\pi$ dans le repère du laboratoire) en coïncidence avec deux photons ou un π^0 . Puisque les détecteurs étaient protégés des particules chargées par 2 cm de plexiglass, le nombre de particules chargées en coïncidence était très faible.

4. Les événements dans lesquels plus de trois détecteurs touchés dans une fenêtre en temps de 5 ns centrée autour du pic prompt, ont enregistré une énergie supérieure à 25 MeV ne sont pas retenus. Il a été vérifié par simulation, que cette coupure enlève moins de 1% des événements recherchés. Par contre, elle est très efficace pour éliminer la contamination des cosmiques.

Après avoir appliqué ces quatre coupures, il reste 14.046 événements à deux photons. Le nombre d'événements résiduels dus au rayonnement cosmique est estimé à 350, soit environ 2%.

Le spectre en masse invariante des événements à deux photons est représenté dans la figure 6.8. L'accumulation autour de 135 MeV signe la production des π^0 . Dans la figure 6.9 les données sont représentées dans une matrice bidimensionnelle : le cosinus de l'angle d'ouverture des deux photons versus la masse invariante. La région des π^0 est indiquée par la zone encadrée. A l'énergie incidente de 44 MeV/u, les π^0 produits ne sont, en général, pas très énergétiques et auront donc un angle d'ouverture assez grand comme l'indique la figure 6.9.

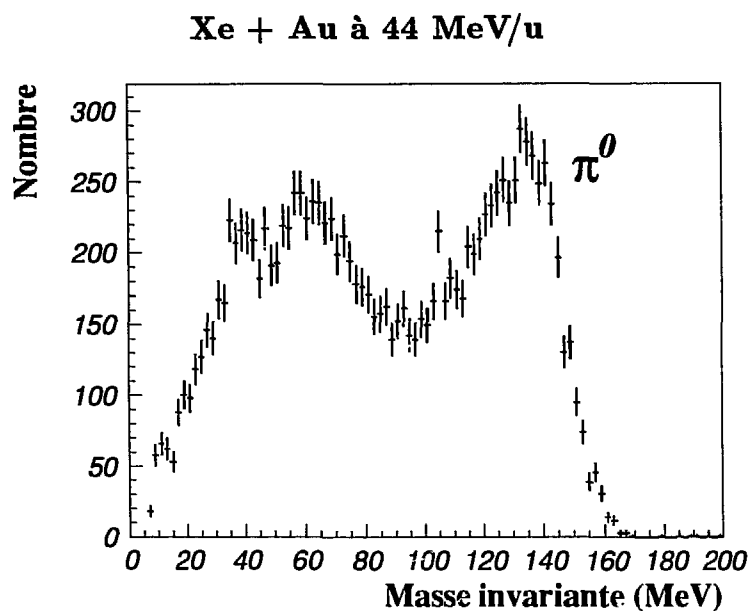


Figure 6.8: *Spectre en masse invariante des événements à deux photons, le pic à 135 MeV signe la production des π^0 .*

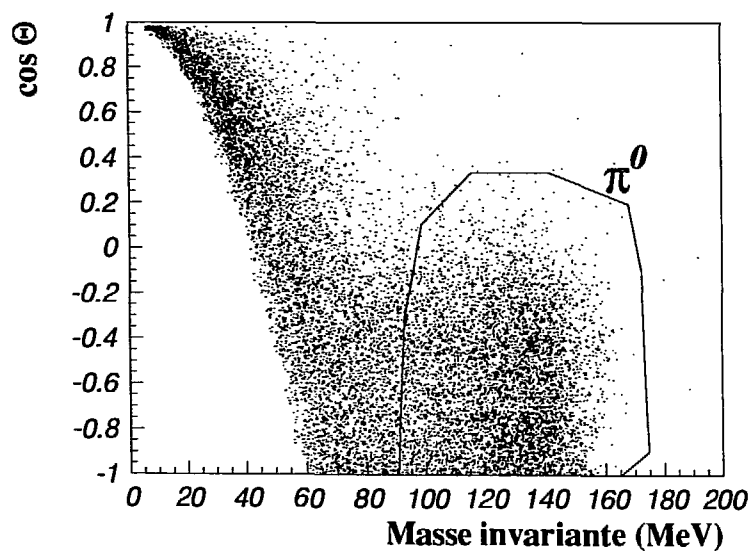


Figure 6.9: *Masse invariante vs le cosinus de l'angle d'ouverture. Le cadre indique la région constituée majoritairement de π^0 .*

Les énergies des photons dans ces événements ont été corrigées pour positionner le pic des π^0 à 135 MeV.

6.4 Production des π^0

Nous nous sommes borné à une analyse limitée de la production de π^0 , en vue d'extraire quelques valeurs caractéristiques telles que la section efficace de production et la température pionique. L'étude plus détaillée de la production de π^0 dans le même système a fait l'objet de la thèse de mon collègue Ralf Mayer [39].

Nous avons supposé que les événements se trouvant dans la zone encadrée de la figure 6.9 proviennent uniquement de la décroissance de π^0 . Nous verrons lors du traitement de la corrélation que l'erreur induite par cette hypothèse est faible. Nous avons ainsi mesuré un nombre de 6.400 π^0 et la section efficace pour la production des π^0 est de :

$$\sigma_{\pi^0} = 8 \pm 2 \mu\text{b}.$$

Cette section efficace n'est pas corrigée pour l'absorption des π^0 dans la matière nucléaire et elle considère que les π^0 sont produits isotropiquement dans le repère nucléon-nucléon. Dans sa thèse Ralf Mayer explique qu'il est nécessaire d'inclure des effets d'absorption et il déduit un libre parcours moyen des π^0 dans le milieu nucléaire égal à $5,5^{+2,5}_{-1,5}$ fm.

Les caractéristiques de l'émission des π^0 ont été étudiées en fonction de leur énergie cinétique et de leur moment transverse. En supposant que l'émission des π^0 suit une distribution de Planck (Boltzmann pour les bosons) caractérisée par une température T_0 , la section efficace différentielle $d\sigma/dp_t$ est donnée par [39] :

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \propto p_t \int \frac{1}{\exp(\sqrt{m_{\pi^0}^2 + p_t^2 + p_z^2}/T_0) - 1} dp_z, \quad (6.10)$$

et pour $E \gg T_0$ on peut faire l'approximation suivante :

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \propto p_t \sqrt{T_0 m_t} \exp\left(-\frac{m_t}{T_0}\right), \quad (6.11)$$

où m_t est la masse transverse définie par :

$$m_t = \sqrt{m_{\pi^0}^2 + p_t^2}. \quad (6.12)$$

Le spectre en moment transverse est montré dans la figure 6.10(a) et après ajustement de l'expression (6.11), on obtient la température pionique suivante :

$$T_0 = 14,8 \pm 0,3 \text{ MeV}.$$

On observe que la forme du spectre expérimental s'écarte sensiblement, autour de 80 MeV/c, de la distribution Boltzmann. Cette déviation a été interprétée par la dépendance en moment du libre parcours moyen des pions dans la matière nucléaire [39,40].

Le spectre en énergie cinétique est représenté dans la figure 6.10(b). Comme l'énergie cinétique n'est pas invariante par transformation de Lorentz, elle a été calculée dans le repère nucléon-nucléon. Une distribution exponentielle a été ajustée à ce spectre et l'on déduit le paramètre de pente E_0 :

$$E_0 = 15,3 \pm 0,5 \text{ MeV}.$$

Notre valeur de la température peut être comparée à la systématique [33], compilée à partir des données sur la production de π^- et π^0 . Dans la figure 6.11, la température pionique est représentée en fonction de l'énergie incidente du faisceau. On observe que notre valeur s'insère bien dans la systématique. A basse énergie ($E < 100 \text{ MeV/u}$) la température reste à peu près constante car la production de π^0 en dessous du seuil est surtout gouvernée par les moments de Fermi dont le spectre en énergie reflète les fluctuations.

Il faut encore remarquer que la température pionique n'est pas une température dans le sens usuel du terme, où elle caractériserait une zone thermalisée. En effet, les calculs du type VUU montrent que les π^0 sont produits — comme les photons durs — lors de collisions nucléon-nucléon primaires, avant que la zone participante ne soit thermalisée. La température T_0 doit donc plutôt être considérée comme un paramètre décrivant l'émission des π^0 .

Le taux de production des π^0 suit une loi d'échelle similaire à celle des photons, équation (6.6). La section efficace de production peut être décrite par le produit de la section efficace de réaction, le nombre de collisions nucléon-nucléon primaires et la probabilité d'émission d'un π^0 par collision nucléon-nucléon :

$$\sigma_{\pi^0} = \sigma_R \langle N_{NN} \rangle_t P_{\pi^0} \quad (6.13)$$

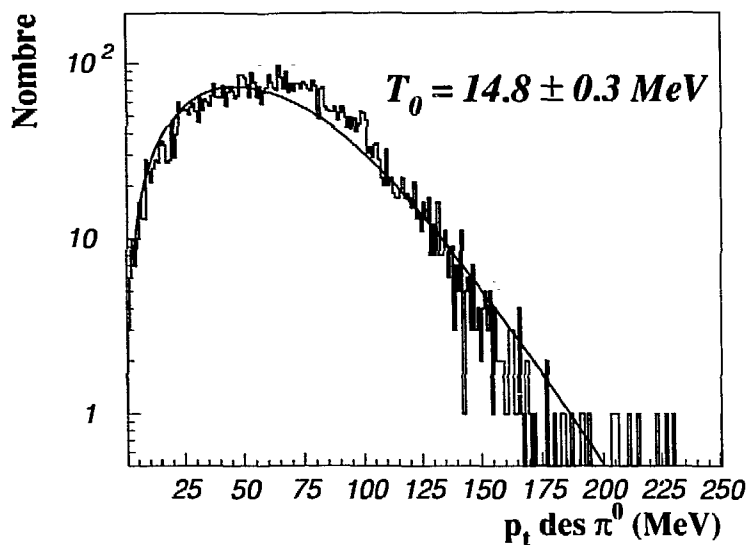
$\langle N_{NN} \rangle_b$ est donnée par la relation suivante :

$$\langle N_{NN} \rangle_b = A_{\text{proj}} \cdot \frac{5A_{\text{cible}}^{2/3} - A_{\text{proj}}^{2/3}}{5(A_{\text{cible}}^{1/3} + A_{\text{proj}}^{1/3})} \quad \text{avec } A_{\text{cible}} \geq A_{\text{proj}} \quad (6.14)$$

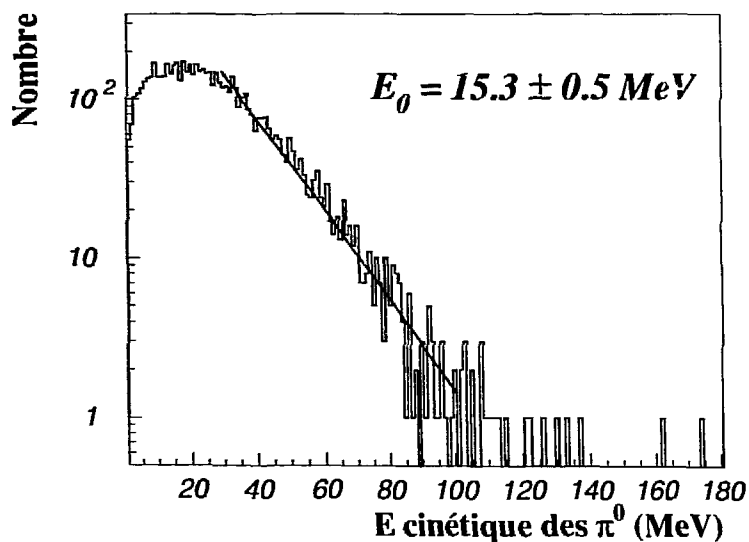
et sa valeur, pour le système Xe + Au, est $\langle N_{NN} \rangle_b = 31,3$. Notre valeur mesurée de P_{π^0} est alors :

$$P_{\pi^0} = (4,6 \pm 1,0) \times 10^{-8}.$$

Xe + Au à 44 MeV/u



(a) Spectre en moment transverse des π^0 .



(b) Spectre en énergie cinétique des π^0 .

Figure 6.10: Caractéristiques de l'émission des π^0 .

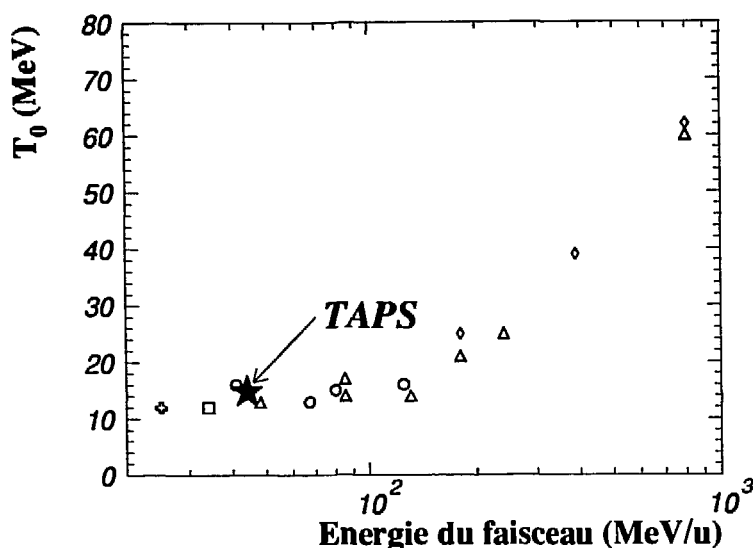


Figure 6.11: *Systématique de la température pionique.*

Cette valeur est en bon accord avec la systématique établie dans les références [25,27].

Mais plutôt que de représenter la probabilité de production des π^0 en fonction de l'énergie incidente, il est intéressant de la représenter en fonction de l'énergie normalisée au seuil de production de la particule, soit 280 MeV pour les π^0 . L'avantage de cette représentation, introduite par V. Metag [34], est qu'elle permet de décrire le taux de production de toutes les particules produites lors des collisions entre ions lourds : une courbe universelle en quelque sorte. Il est remarquable que toutes les particules quelle que soit leur masse ont le même comportement. Ceci implique qu'un seul mécanisme, combinant la vitesse du projectile et le moment de Fermi des nucléons participants, soit à l'origine de la production de particules dans les collisions entre ions lourds. Réciproquement, cette observation va nous permettre d'étudier la dynamique des collisions sur une vaste gamme d'énergie en mettant à profit la production de particules, chacune jouant un rôle privilégié dans un domaine d'énergie bien défini : les pions aux énergies intermédiaires et les η , K^+ , et ρ , voire \bar{p} , aux énergies relativistes. On peut observer dans la figure 6.12 que le point mesuré par TAPS est en bon accord avec la systématique. Il faut à nouveau remarquer qu'une telle représentation gomme les petits écarts par rapport à la tendance générale, écarts qui pourraient avoir comme origine des phénomènes physiques intéressants."

"Un programme a ainsi été démarré au GANIL pour étudier en détail cette courbe à très basse

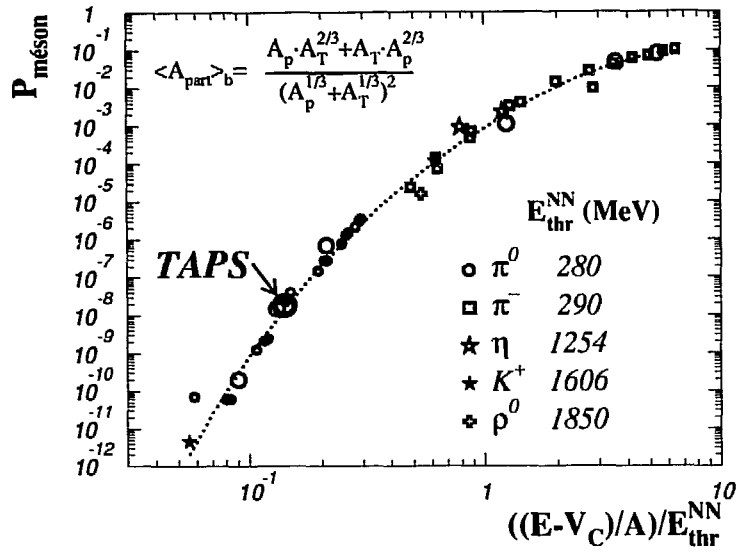


Figure 6.12: Systématique de la production de particules. Probabilité d'émission d'un méson par nucléon participant, représenté en fonction de l'énergie incidente, corrigée pour la barrière coulombienne et normalisée à l'énergie du seuil de production.

6.5 Emission de paires de photons durs

L'expérience décrite dans ce mémoire était la première destinée à l'étude de l'émission de paires de photons durs. La section efficace de production de paires imposera une contrainte sévère sur les modèles de production de particules. A ce jour, aucun calcul de la production de paires de photons n'est proposé.

Pour estimer la section efficace de production, $\sigma_{\gamma\gamma}$, nous avons supposé que les deux photons sont émis indépendamment à partir de deux collisions proton-neutron différentes. Cette hypothèse nous amène à la paramétrisation suivante :

$$\sigma_{\gamma\gamma, E_{lab} > 30 \text{ MeV}} \sim \sigma_R \langle N_{pn}(N_{pn} - 1) \rangle_b P_\gamma^2, \quad (6.15)$$

analogue à la paramétrisation de la section efficace de production d'un seul photon, σ_γ (6.6). La valeur de $\langle N_{pn}(N_{pn} - 1) \rangle_b$ peut, comme la valeur de $\langle N_{pn} \rangle_b$, être calculée à l'aide du modèle géométrique [24]. Nous obtenons, pour le système Xe + Au, $\langle N_{pn}(N_{pn} - 1) \rangle_b = 488$ et l'on prédit (6.15) une section efficace égale à :

$$\sigma_{\gamma\gamma, E_{lab} > 30 \text{ MeV}} \sim 7 \mu\text{b} \quad (\text{prédiction}).$$

énergie, (< 10%) où une grande dispersion des mesures est observée.

Nous avons mesuré un nombre de 10.800 paires de photons d'énergie supérieure à 30 MeV dans le repère du laboratoire qui satisfont les quatre critères décrits au paragraphe 6.3. La contamination cosmique est estimée à 350 paires et la contamination des π^0 à 6.400 paires. Le nombre de paires de photons provenant du rayonnement de freinage nucléon-nucléon est donc égal à 4.050 ± 200 . En prenant en compte l'efficacité de détection de deux photons durs, calculée dans le paragraphe 5.4.3, on peut en déduire la section efficace :

$$\sigma_{\gamma\gamma, E_{\text{lab}} > 30 \text{ MeV}} \sim 10 \pm 2 \mu\text{b} \quad (\text{mesuré}).$$

Il faut noter que dans le calcul de l'efficacité (cf. paragraphe 5.4.3) pas toutes les coupures du paragraphe 6.3 — la 3^{ème} et seulement partiellement la 4^{ème} — ont été prises en compte, la section efficace mesurée est donc sous-estimée.

Il est également nécessaire d'estimer le nombre d'événements fortuits, c'est-à-dire les événements où les deux photons proviennent de deux réactions différentes. Pour une intensité moyenne du courant du faisceau de 40 nAe, la probabilité moyenne de faire une réaction par paquet de faisceau est de 10%, probabilité que l'on suppose suivre une distribution de Poisson. La probabilité de deux réactions par paquet est alors $P_{RR} = 0,45\%$. Au total, le nombre de paquets de faisceau était $n_{\text{paq}} = 1,5 \times 10^{12}$. La multiplicité d'un photon dur est donnée par $M_\gamma = \sigma_\gamma / \sigma_R = 7,3 \times 10^{-4}$. Le nombre de paires fortuites est donc obtenu comme suit :

$$N_{\gamma\gamma} = n_{\text{paq}} P_{RR} M_\gamma^2 \epsilon_{\gamma\gamma, E_{\text{lab}} > 30 \text{ MeV}} = 60.$$

Ce nombre ne représente que 1,5% des événements retenus et peut donc être négligé.

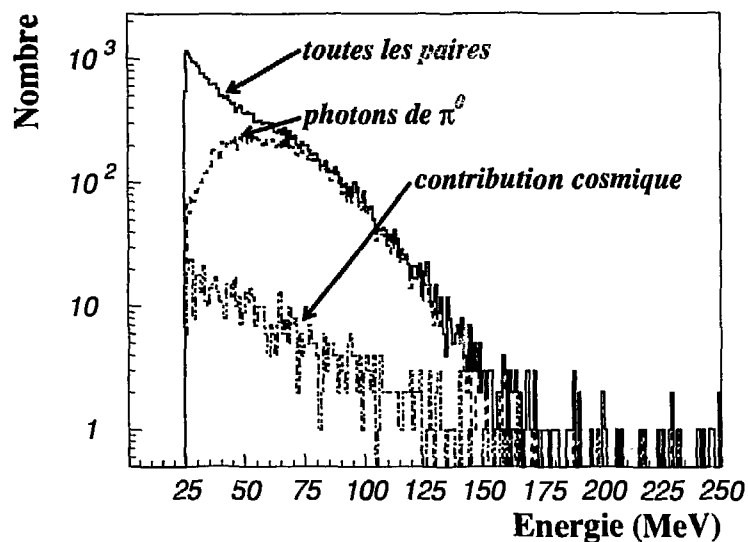
On observe que la section efficace mesurée est *plus grande* de 40% que la section efficace prédite. Cette observation est assez inattendue. Tandis qu'on aurait pu expliquer une section efficace mesurée inférieure à celle estimée comme preuve de l'importance du blocage de Pauli, il n'y a pas, à notre connaissance, d'effet physique trivial qui puisse expliquer une augmentation de la section efficace de production de paires de photons durs.

Une explication envisageable serait une contamination des paires de photons par des paires contenant un neutron et un photon ou deux neutrons, les neutrons étant mal discriminés.

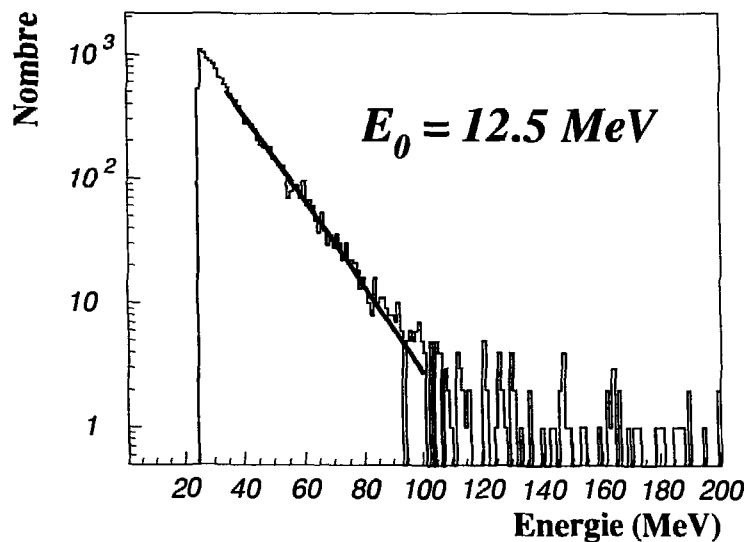
Le spectre en énergie des photons détectés par paire, est montré dans la figure 6.13 : en (a) le spectre inclusif et les contributions des π^0 et du rayonnement cosmique, et en (b) le spectre des photons du rayonnement de freinage détectés par paire. La pente du spectre est :

$$E_0 = 12,5 \pm 0,3 \text{ MeV},$$

Xe + Au à 44 MeV/u



(a) Spectre en énergie des photons détectés par paire, les contributions des π^0 et du rayonnement cosmique sont également indiquées.



(b) Spectre en énergie des photons détectés par paire, où les contributions des π^0 et du rayonnement cosmique ont été soustraites.

Figure 6.13: Spectres en énergie des photons détectés par paire.

c'est-à-dire la même que celle du spectre inclusif. Cette observation indique qu'il n'y a pas de changement de mécanisme de production et justifie l'hypothèse d'émissions indépendantes.

6.6 Corrélations entre photons durs

Dans ce paragraphe, je développe l'analyse des corrélations entre photons durs. L'expression de base pour la construction de la fonction de corrélation est celle de l'équation (2.83) :

$$C(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = \frac{P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)}{P_1(\mathbf{k}_1)P_1(\mathbf{k}_2)}. \quad (6.16)$$

Dans le cas où la fonction de corrélation est étudiée en fonction d'une seule variable $V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, on définit $P_2(V)$ et $(P_1 \otimes P_1)(V)$ — en utilisant P_2 et P_1 définis dans les expressions (2.81) et (2.82) — comme suit :

$$P_2(V) = \iint d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2 \delta(V - V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)) P_2(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2), \quad (6.17)$$

$$(P_1 \otimes P_2)(V) = \iint d^3\mathbf{k}_1 d^3\mathbf{k}_2 \delta(V - V(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)) P_1(\mathbf{k}_1)P_1(\mathbf{k}_2), \quad (6.18)$$

et la fonction de corrélation représentée en fonction de la variable V s'écrit :

$$C(V) = \frac{P_2(V)}{(P_1 \otimes P_2)(V)}. \quad (6.19)$$

La quantité $P_1 \otimes P_2$ n'est pas une convolution selon la définition mathématique mais la notation est choisie telle parce que dans la pratique $P_1 \otimes P_2$ ressemble à une convolution. Au moyen de ces expressions, on a donc défini la projection de la fonction de corrélation sur une variable V .

Nous avons déjà remarqué dans le paragraphe 2.9, que la plus grande difficulté dans la construction de la fonction de corrélation n'est pas au niveau du numérateur mais au niveau du dénominateur.

Le numérateur (6.19) est construit à partir des événements ayant enregistré deux photons. Le seul problème est la suppression du bruit de fond, constitué par exemple de photons mal identifiés et d'événements dus au rayonnement cosmique. Nous verrons que ce bruit nous posera des difficultés sérieuses lors de l'interprétation de la fonction de corrélation. Ce problème n'est cependant pas un problème de principe, mais plutôt un problème expérimental.

Le dénominateur (6.19) représente la probabilité d'avoir une paire de photons décorrélés ou indépendants, en fonction de la variable V . Il devrait contenir toute la physique du numérateur, acceptance et biais expérimental, à l'exception de la corrélation entre les deux photons. Plusieurs méthodes permettent de le construire.

6.6.1 Mixage d'événements

Comme il s'agit de générer des couples de photons non-corrélés, l'idée consiste à remarquer que l'effet des corrélations ne peut se propager d'un événement à un autre, puisqu'il résulte de la superposition de courants localisés à la fois dans l'espace et dans le temps. Un dénominateur créé par la construction d'un taux de comptage simulé de paires de photons où les photons sont pris dans des événements différents, satisfait aux exigences demandées, car l'acceptance et le biais expérimental sont respectés. Cette méthode de mixage d'événements a été suggérée pour la première fois par Kopylov [9].

Elle a été utilisée pour construire les fonctions de corrélation représentées dans la figure 6.14. Lors du mixage des événements il faut rester prudent de ne mélanger que des événements de la même classe. C'est-à-dire que les événements mixés doivent satisfaire les 4 critères du paragraphe 6.3 : en particulier, il faut exclure du mixage les photons qui ont touché le même bloc.

La fonction de corrélation est représentée en fonction de Q_{inv} , de Q_{euc} , de Q , de q^0 et de $\cos \psi$. On observe que les trois premières représentations peuvent être décomposées en trois parties :

1. une forte remontée aux petits moments relatifs ($Q_x < 15 \text{ MeV}$), que l'on a d'abord attribuée aux paires de diélectrons créées par conversion de photons dans la paroi de la chambre à réaction. Des simulations ont, cependant, démontré qu'il s'agit d'un effet du multidétecteur lorsque la gerbe sort d'un bloc pour en toucher un autre. Par la suite ces événements seront nommés *diélectrons*, par abus de langage ;
2. la bosse autour de 130 MeV qui signe la production des π^0 . On observe que le pic des π^0 dans la fonction de corrélation est plus marqué dans la représentation en Q_{inv} lorsque la largeur est uniquement due à la réponse du multidétecteur ;
3. une légère remontée entre 70 et 20 MeV, la région où l'on attend l'interférence recherchée entre les deux photons.

Dans la représentation en $\cos \psi$ on peut également distinguer les deux premières contributions : l'accumulation aux angles arrières ($\cos \psi < 0,2$) signe la production des π^0 et la forte remontée aux angles avant ($\cos \psi > 0,8$) correspond à l'effet du multidétecteur où un seul photon peut toucher deux blocs. Exceptées ces contributions, la fonction de corrélation en $\cos \psi$ est sans structure.

Xe + Au à 44 MeV/u

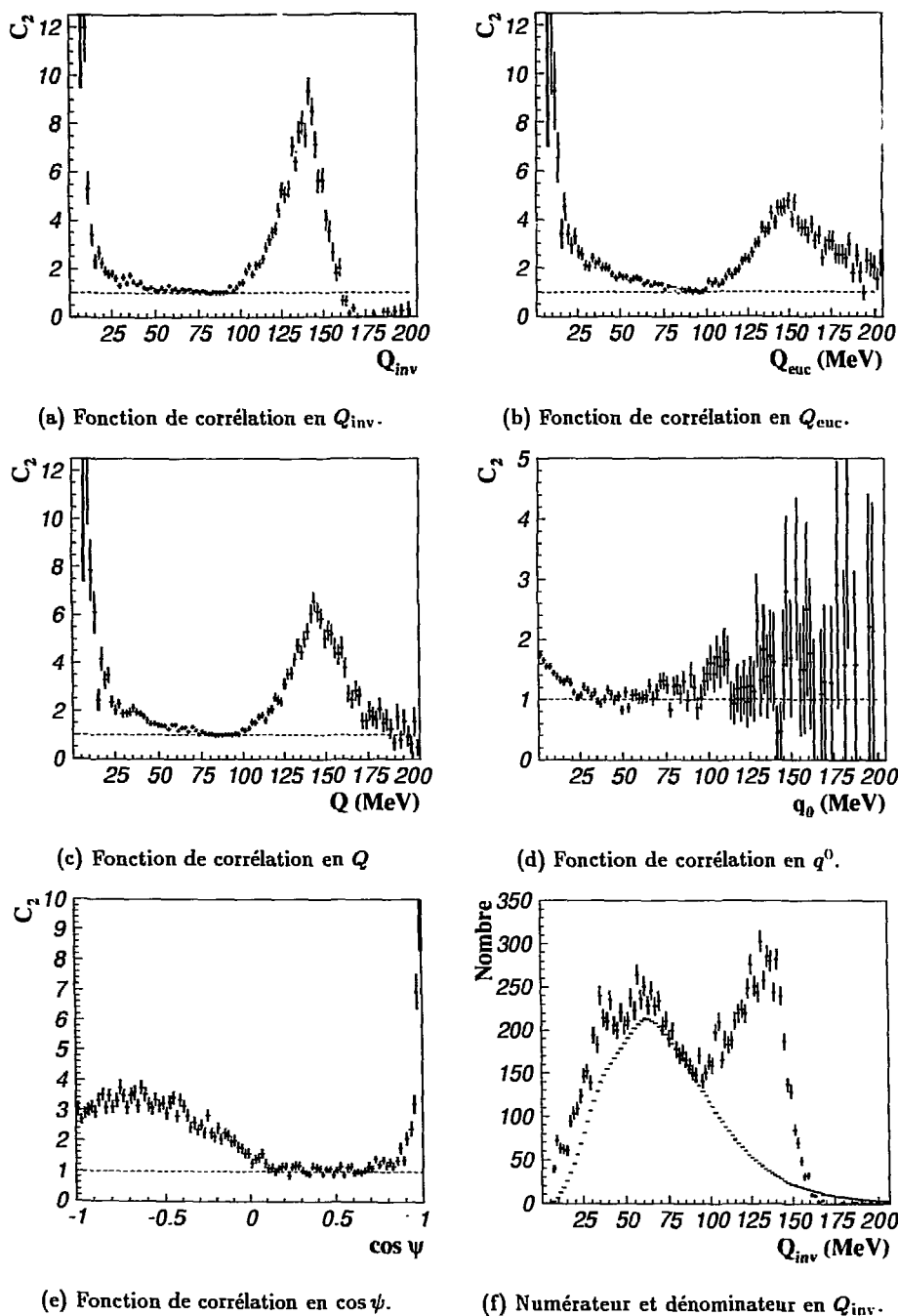


Figure 6.14: Fonctions de corrélation expérimentales obtenues par mixage d'événements. En (f) sont montrés le numérateur et le dénominateur en fonction de Q_{inv} .

Simulations

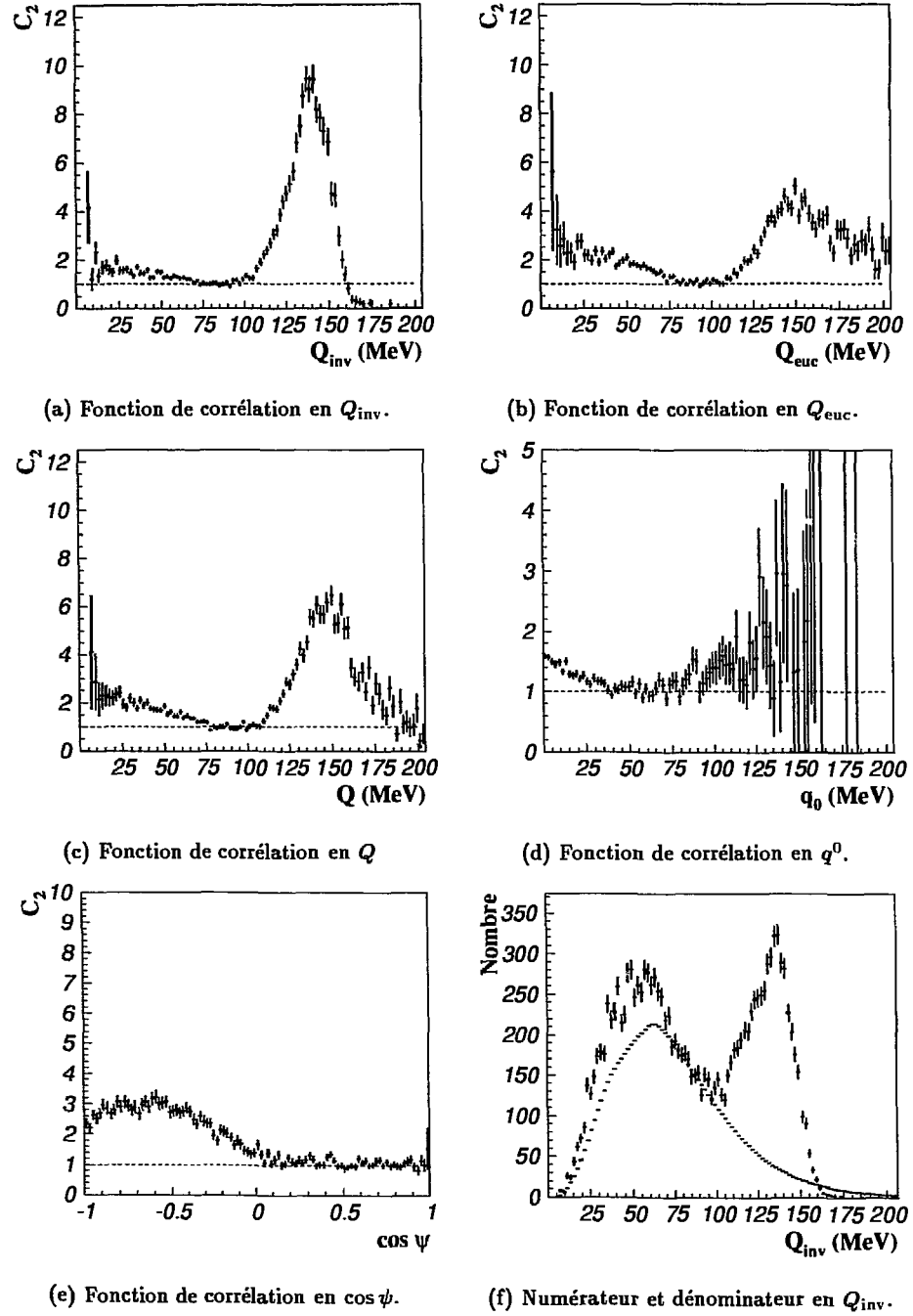


Figure 6.15: Fonctions de corrélation simulées obtenues par mixage d'événements. En (f) sont montrés le numérateur et le dénominateur en fonction de Q_{inv} .

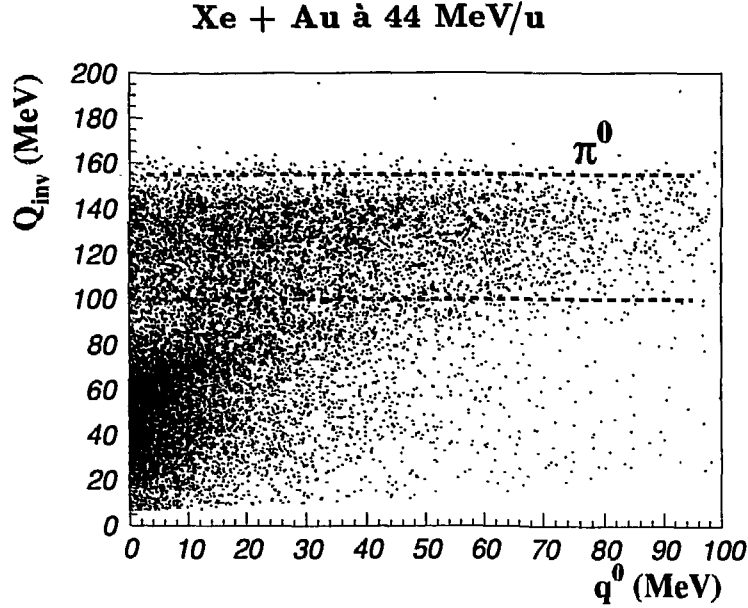


Figure 6.16: Représentation des données en Q_{inv} vs q^0 .

Dans la représentation en q^0 on observe une remontée aux petites différences en énergie ($q^0 < 25$ MeV). Toutefois, on ne peut pas attribuer cette accumulation à un effet de corrélation. En effet, la variable q^0 n'est pas adéquate pour représenter la fonction de corrélation à cause de la présence des π^0 . Ceci est illustré dans la figure 6.16 où les données sont représentées dans une matrice bidimensionnelle, Q_{inv} versus q^0 . On observe que la contribution des π^0 s'étend sur tout le spectre en q^0 , brouillant ainsi tout effet (possible) de corrélation.

Comme expliqué au chapitre 5, il est important de vérifier les résultats expérimentaux à l'aide de simulations. Ainsi, les méthodes de construction de la fonction de corrélation ont également été appliquées sur un jeu de données simulées comprenant 7.500 paires de photons *non*-corrélés et 6.500 paires de photons provenant de la décroissance de π^0 . Les résultats pour le mixage d'événements sont représentées dans la figure 6.15. Dans les figures des fonctions de corrélation en fonction de Q_{inv} , Q_{euc} et Q on observe une remontée entre 55 et 20 MeV alors que dans cette région la fonction de corrélation devrait rester plate.

Ceci s'explique par l'influence des photons des π^0 sur le mixage d'événements. En effet, en moyenne l'énergie des photons provenant des π^0 est plus importante que l'énergie des photons du rayonnement de freinage. Ainsi, le moment relatif construit en combinant, soit un photon du rayonnement de freinage avec un photon de π^0 ,

soit un photon de π^0 avec un photon d'un autre π^0 est plus grand que le moment relatif obtenu pour deux photons du rayonnement de freinage. Le dénominateur ainsi construit contient donc un surpeuplement aux grands moments relatifs, qui se traduit par une dépression dans la fonction de corrélation vers les grands moments relatifs.

La comparaison de la figure 6.15(f) avec la figure 6.17(f) ou 6.23(f) dans lesquelles sont représentés le numérateur et les dénominateurs obtenus avec les diverses méthodes, montre bien cet effet : le dénominateur obtenu par mixage d'événements s'étend beaucoup plus loin vers les grands moments relatifs que les dénominateurs obtenus par les autres méthodes, ou, en d'autres termes, la fonction de corrélation par mixage d'événements est beaucoup plus basse dans la région des π^0 , que les fonctions de corrélation obtenues par les autres méthodes.

Ceci peut être exprimé quantitativement par le nombre d'événements en excès dans la région des π^0 . Dans le spectre expérimental, figure 6.14(f), il y a 4.360 événements en excès à comparer avec l'estimation de 6.400 π^0 et dans le spectre simulé, figure 6.15(f), on ne compte que 4.300 événements en excès à comparer au nombre de 6.500 π^0 introduits dans la simulation.

L'argument suivant explique pourquoi la méthode de mixage d'événements pour obtenir le dénominateur est fondamentalement incorrecte. Il y a trois classes d'événements entrant dans le mixage : photon de rayonnement de freinage avec photon de rayonnement de freinage, (2) photon de rayonnement de freinage avec photon de π^0 et (3) photon de π^0 avec photon de π^0 . Or, le dénominateur recherché ne devrait contenir que les événements de mixage de la première classe. Dans le cas des photons durs on ne peut donc jamais construire la fonction de corrélation par mixage d'événements, parce que l'on ne peut jamais se prémunir contre un mélange de classes différentes. Comme la multiplicité des π^0 augmente avec l'énergie incidente du faisceau, cet argument prend d'autant plus de poids que l'énergie incidente augmente.

En première approche, les fonctions de corrélation ont été construites par la méthode de mixage d'événements et il s'est avéré que la présence des π^0 dans les spectres conduit à un dénominateur incorrect. Il apparaît évident que la solution consiste à éliminer l'influence des π^0 sur le mixage. Pour cela, nous proposons deux méthodes.

6.6.2 La méthode de Zajc

Il a été observé par Zajc [14], que le dénominateur construit en mélangeant les événements, choisis à partir d'un jeu de données corrélées, n'est pas complètement décorrélé. L'argument est le suivant : en supposant que le détecteur possède une petite acceptance et que les moments ont donc des valeurs mesurées proches $k_1 \sim k_2$, le mixage des paires va également créer des paires avec $k_1 \sim k_2$ et la corrélation persistera au dénominateur. Une méthode itérative pour pallier à cet inconvénient a été décrite dans son article. L'idée générale consiste à donner un poids lors du calcul du dénominateur à chaque photon participant dans une paire. Pour la dérivation, la corrélation est décrite sous une forme légèrement modifiée :

$$\frac{d^2n}{dk_1 dk_2} = C(k_1, k_2) \frac{dn}{dk_1} \frac{dn}{dk_2} \quad (6.20)$$

où n est la densité normalisée des photons. La distribution inclusive pour les événements mixés est alors :

$$\frac{dn_M}{dk_1} = \int dk_2 \frac{d^2n}{dk_1 dk_2} = \frac{dn}{dk_1} \int dk_2 C(k_1, k_2) \frac{dn}{dk_2}, \quad (6.21)$$

où l'intégrale s'étend sur toute la région k couverte par la mesure. Comme dn/dk_1 est une densité normalisée, on peut écrire :

$$\int C(k_1, k_2) dk_2 \frac{dn}{dk_2} = \langle C(k_1) \rangle \quad (6.22)$$

et :

$$\frac{dn}{dk_1} = \frac{dn_M/dk_1}{\langle C(k_1) \rangle}. \quad (6.23)$$

En donnant à un photon de moment k_1 un poids égal à l'inverse de $\langle C(k_1) \rangle$ on supprime la corrélation résiduelle dans le dénominateur. Comme $\langle C(k_1) \rangle$ est la moyenne de la fonction de corrélation en construction, il faut procéder itérativement en calculant $\langle C^{(n)}(k_1) \rangle$ à l'aide de la fonction de corrélation calculée à l'étape $n-1$:

$$\langle C^{(n)}(k_1) \rangle = \frac{1}{N_2} \sum_{j=1}^{N_2} C^{(n-1)}(k_1, k_j). \quad (6.24)$$

La somme s'étend sur tous les N_2 photons dans les autres événements en excluant deux photons dans un même bloc. A chaque paire obtenue par mixage d'un photon k_1 d'un événement avec un photon k_2 d'un autre événement, est attribué un poids égal au produit des poids attribués aux deux photons :

$$w(k_1, k_2) = \frac{1}{\langle C(k_1) \rangle \langle C(k_2) \rangle} \quad (6.25)$$

La méthode converge lentement, puisqu'il faut 25 itérations. La convergence est atteinte lorsque l'amplitude du pic des π^0 restait constante dans la fonction de corrélation.

La même méthode a été appliquée aux données simulées où 20 itérations sont suffisantes.

Les résultats expérimentaux sont montrés dans la figure 6.17 et les résultats simulés dans la figure 6.18. Les fonctions de corrélation y sont montrées en fonction de Q_{inv} et de $\cos\psi$ car ces deux variables sont particulièrement sensibles aux π^0 . Dans la partie gauche se trouvent les fonctions de corrélation où le numérateur a été construit en prenant en compte les poids des paires selon l'équation (6.25), appelé pondéré, et dans la partie droite avec $w = 1$, appelé non-pondéré.

Les caractéristiques de la fonction de corrélation en observées précédemment restent présentes, à savoir :

1. la signature des π^0 entre 75 et 150 MeV ;
2. la forte remontée aux moments inférieurs à 20 MeV, et
3. un signal de corrélation entre 20 et 60 MeV.

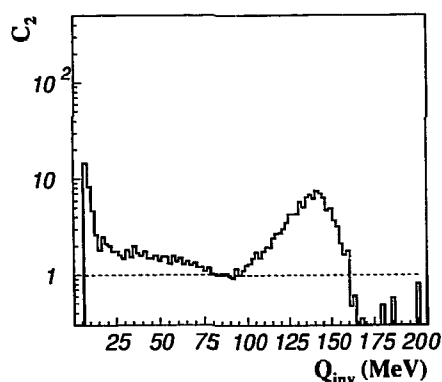
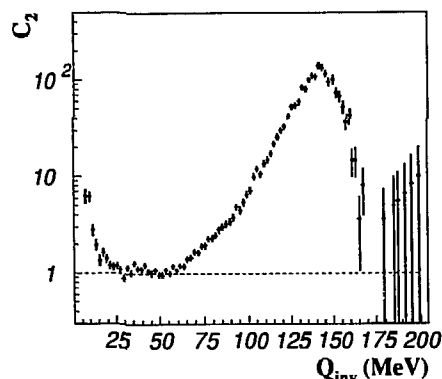
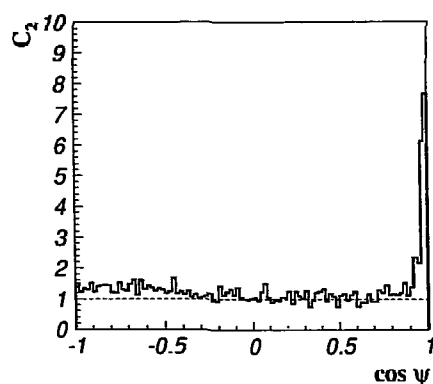
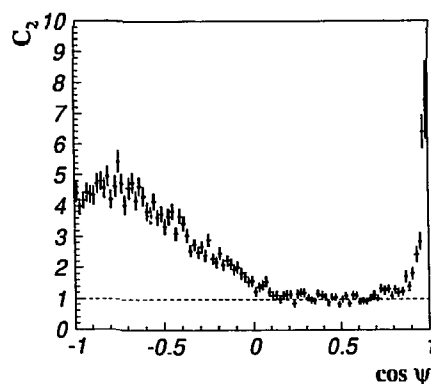
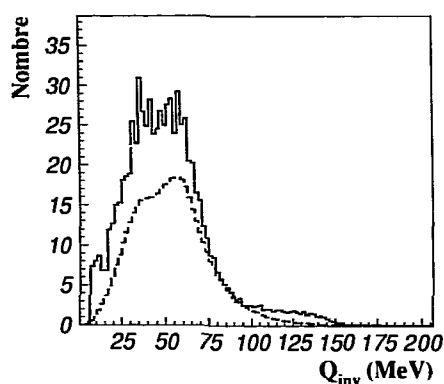
Il est important de noter que la fonction de corrélation simulée ne contient pas de signal positif de corrélation, elle semble même décroître légèrement aux moments inférieurs à 50 MeV. Le signal observé entre 20 et 60 MeV ne peut donc résulter d'un effet de mixage et signe un vrai excès de paires de photons à ces moments.

La méthode de Zajc en supprimant l'influence des π^0 sur le mixage a éliminé l'accumulation d'événements aux grands moments et les fonctions de corrélation représentées en Q_{inv} expérimentale et simulée sont très différentes de celles obtenues par le mixage seul. Le pic des π^0 est maintenant maximum à 140 dans la fonction de corrélation représentée en Q_{inv} .

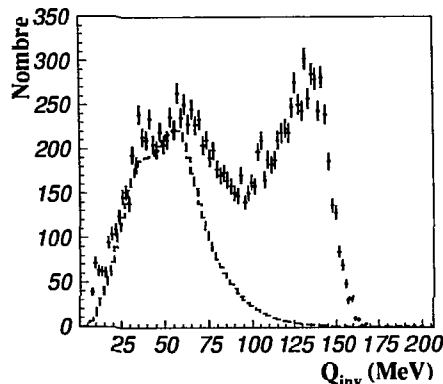
Les fonctions de corrélation construites à partir des numérateurs pondérés, les figures (a), (c) et (e), montrent toujours la présence du signal des π^0 : il y a une bosse autour la masse des π^0 et une remontée aux grands angles d'ouverture. Il faut, toutefois, se rappeler que le but de la méthode est la suppression de l'influence des π^0 sur le dénominateur et non sur le numérateur.

L'application de la méthode de Zajc à nos données reste cependant sujette à critique. En effet, on peut se demander si la méthode est correcte pour supprimer l'influence des π^0 , sachant qu'ils contribuent pour moitié à la totalité des paires de photons observés. Le poids d'un photon est entièrement déterminé par le

Xe + Au à 44 MeV/u

(a) Fonction de corrélation en Q_{inv} à partir du numérateur pondéré.(b) Fonction de corrélation en Q_{inv} à partir du numérateur non-pondéré.(c) Fonction de corrélation en $\cos \psi$ à partir du numérateur pondéré.(d) Fonction de corrélation en $\cos \psi$ à partir du numérateur non-pondéré.

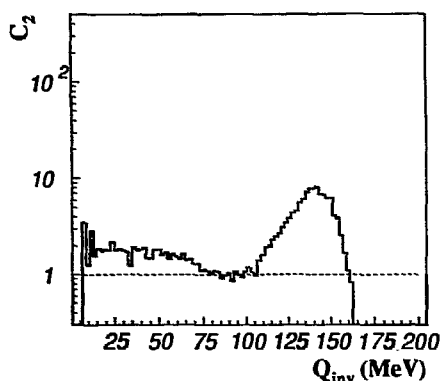
(e) Numérateur pondéré et dénominateur expérimentaux.



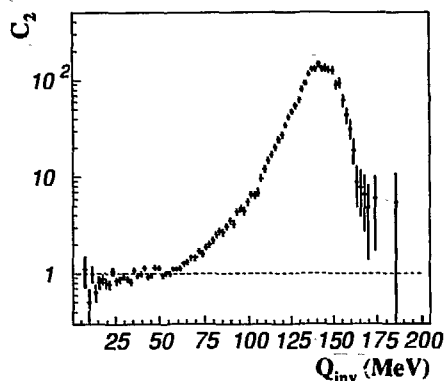
(f) Numérateur non-pondéré et dénominateur expérimentaux.

Figure 6.17: Fonctions de corrélation expérimentales en fonction de Q_{inv} et de $\cos \psi$ obtenues par la méthode de Zajc. En (e) et (f) les numérateurs pondérés et non-pondérés avec le dénominateur sont représentés en fonction de Q_{inv} .

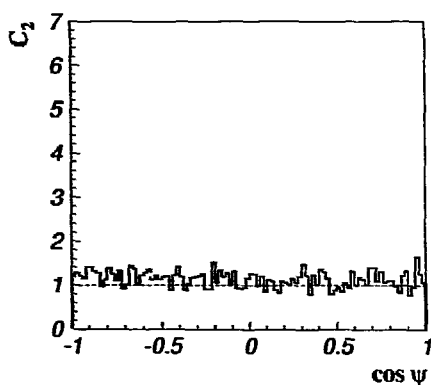
Simulations



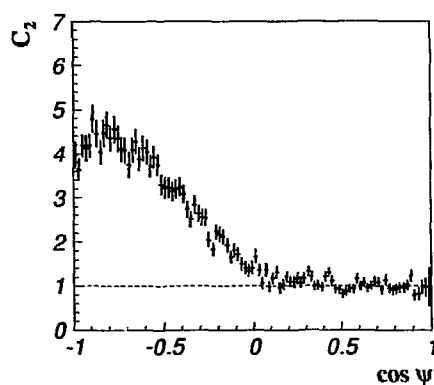
(a) Fonction de corrélation simulée en Q_{inv} à partir du numérateur pondéré.



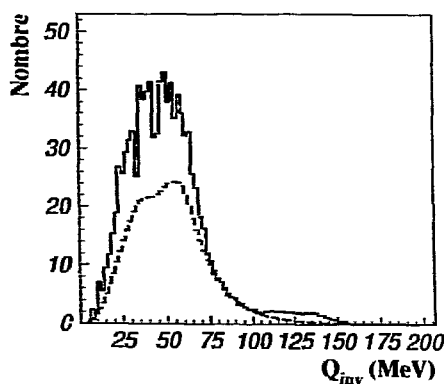
(b) Fonction de corrélation simulée en Q_{inv} à partir du numérateur non-pondéré.



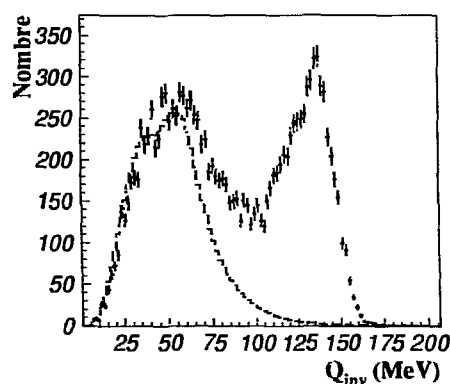
(c) Fonction de corrélation simulée en $\cos \psi$ à partir du numérateur pondéré.



(d) Fonction de corrélation simulée en $\cos \psi$ à partir du numérateur non-pondéré.



(e) Numérateur pondéré et dénominateur simulés.



(f) Numérateur non-pondéré et dénominateur simulés.

Figure 6.18: Fonctions de corrélation simulées en fonction de Q_{inv} et de $\cos \psi$ obtenues par la méthode de Zajc. En (e) et (f) les numérateurs pondérés et non-pondérés avec le dénominateur sont représentés en fonction de Q_{inv} .

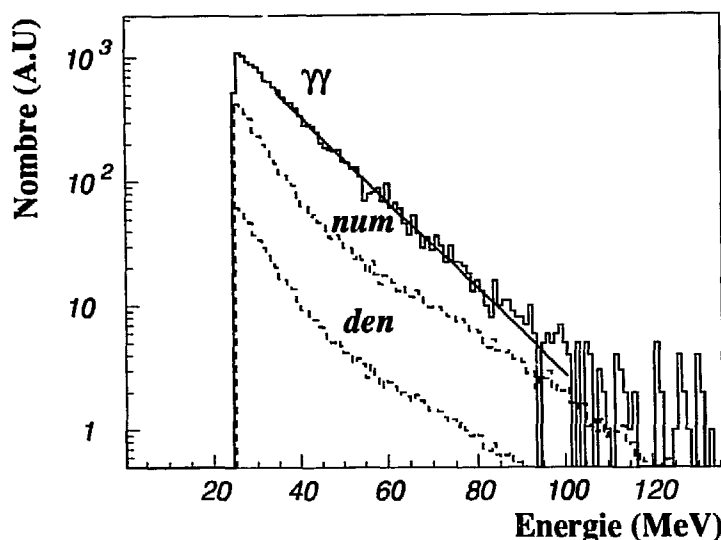


Figure 6.19: Spectre en énergie des photons détectés en paire pondéré par la méthode de Zajc. Les spectres du numérateur (num) et du dénominateur (den) ont été échantiionnés.

photon lui-même, expression (6.25), et il est complètement indépendant de l'autre photon dans la paire. Pour un π^0 il ne semble pas naturel de traiter ces deux photons indépendamment si l'on veut éliminer leur influence dans le dénominateur. Pour vérifier la validité de la méthode, le spectre des photons pondérés, selon l'expression (6.23) : $dn/dk = \langle C(k_1) \rangle^{-1} dn_M/dk$, est représenté dans la figure 6.19. Il devrait être identique au spectre de la figure 6.13 : un spectre exponentiel avec une pente de 12,5 MeV. On observe que les spectres obtenus à partir des événements du numérateur et du dénominateur sont identiques, comme on s'y attend pour une méthode de mixage. Par contre, la contribution des π^0 dans le spectre est encore bien visible, car l'on observe une déviation de la décroissance exponentielle au delà de 70 MeV. Ceci indique clairement que la méthode est incorrecte.

On arrive à la même conclusion en considérant le nombre d'événements en excès dans le région du π^0 . Dans le spectre expérimental, figure 6.17(f), on dénombre 7.680 événements en excès et dans le spectre simulé, figure 6.18(f), on en dénombre 7.410, à comparer avec les 6.500 π^0 introduits dans la simulation. La méthode conduit à surestimer le taux des π^0 ce qui prouve quantitativement que la méthode est incorrecte.

6.6.3 Suppression des π^0

Dans le paragraphe précédent une méthode itérative a été appliquée pour ôter l'influence des π^0 sur le dénominateur. Cette méthode de correction n'est pas satisfaisante car au lieu de donner un poids à une paire, elle affecte un poids à chaque photon. La bonne méthode consisterait donc à enlever les paires de photons issus de la décroissance des π^0 . Pour cela une nouvelle méthode itérative a été mise en œuvre mettant à profit le fait que la fonction de corrélation représentée en Q_{inv} mesure le taux des π^0 .

L'algorithme suit les étapes suivantes :

1. à chaque paire de photons est assigné un poids égal à l'inverse de la fonction de corrélation représentée en Q_{inv} ;
2. l'acceptation de la paire est déterminée à l'aide d'un nombre aléatoire compris entre 0 et 1. La paire est acceptée si le nombre aléatoire est plus petit que son poids ;
3. la fonction de corrélation est calculée par la méthode de mixage pour l'ensemble des paires acceptées, et
4. la nouvelle fonction de corrélation, étant maintenant une meilleure approximation de la fonction de corrélation recherchée, elle est réutilisée dans l'algorithme à l'étape 1.

La méthode converge après 7 itérations à la fois pour les données expérimentales et pour les données simulées. Les résultats sont montrés dans la figure 6.20 pour les données expérimentales et dans la figure 6.21 pour les données simulées. Comme précédemment la fonction de corrélation est représentée en fonction de Q_{inv} et de $\cos \psi$. Dans la partie gauche se trouvent les fonctions de corrélation où le numérateur a été construit à partir du jeu réduit de données acceptées après enlèvement des π^0 et dans la partie droite les fonctions de corrélation où le numérateur a été construit à partir du jeu complet de données.

La fonction de corrélation en fonction de Q_{inv} , figure 6.20(b), permet à nouveau de distinguer les trois composantes, qui signent la production des π^0 , des événements *diélectrons* et un possible effet de corrélation. Les deux premières signatures sont également présentes dans la représentation en $\cos \psi$ et se traduisent, la première, par une bosse aux grands angles d'ouverture, et, la deuxième, par la forte remontée aux petits angles. Par ailleurs, la fonction de corrélation simulée est sans structure

Xe + Au à 44 MeV/u

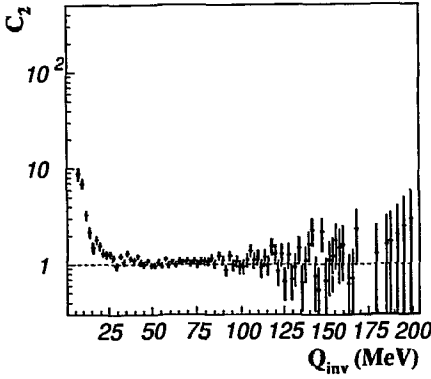
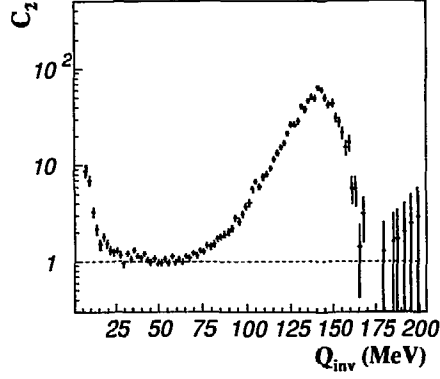
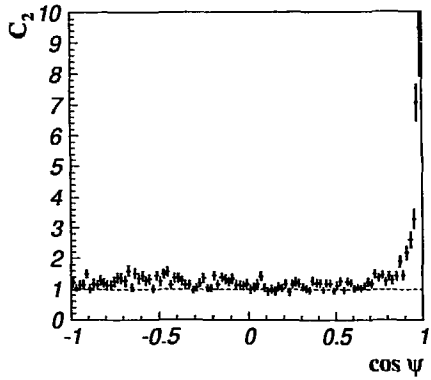
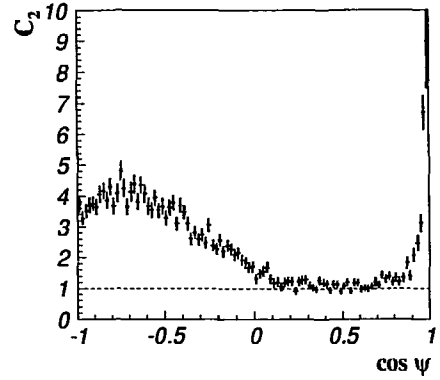
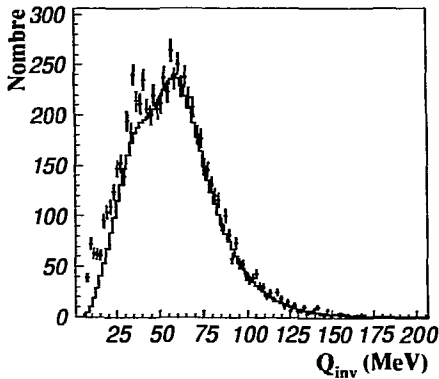
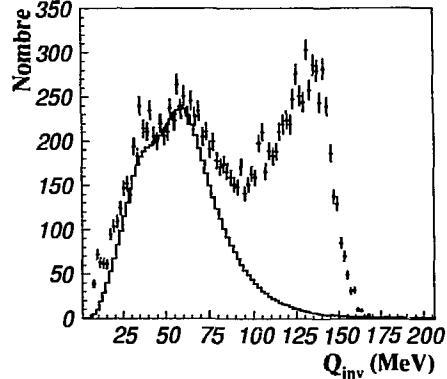
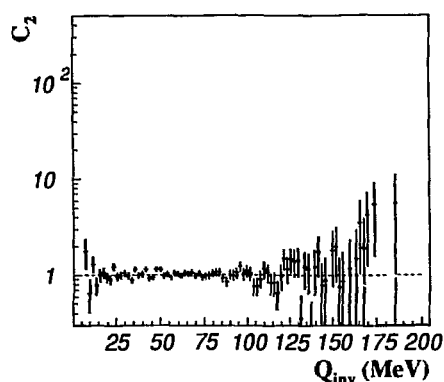
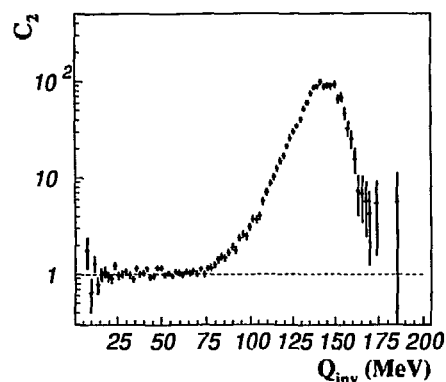
(a) Fonction de corrélation expérimentale en Q_{inv} à partir du numérateur réduit.(b) Fonction de corrélation expérimentale en Q_{inv} à partir du numérateur non-réduit.(c) Fonction de corrélation expérimentale en $\cos \psi$ à partir du numérateur réduit.(d) Fonction de corrélation expérimentale en $\cos \psi$ à partir du numérateur non-réduit.(e) Numérateur réduit avec dénominateur expérimentals en Q_{inv} .(f) Numérateur non-réduit avec dénominateur expérimentale en Q_{inv} .

Figure 6.20: Fonctions de corrélation expérimentales en Q_{inv} et en $\cos \psi$ obtenues par suppression des π^0 . En (e) et (f) les numérateurs réduits et non-réduits avec le dénominateur sont représentés en fonction de Q_{inv} .

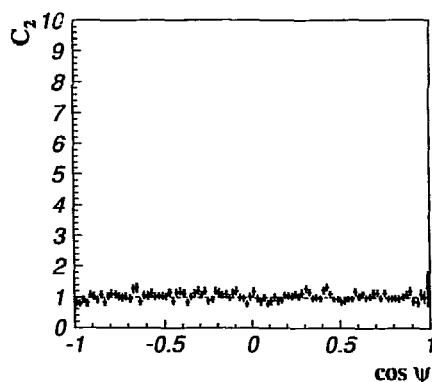
Simulations



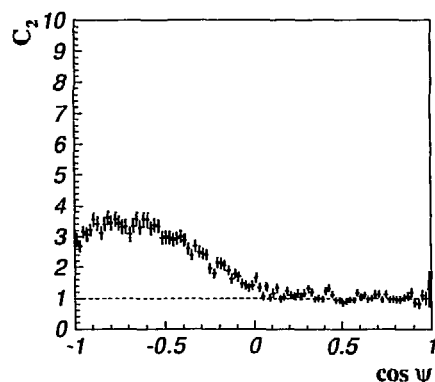
(a) Fonction de corrélation simulée en Q_{inv} à partir du numérateur réduit.



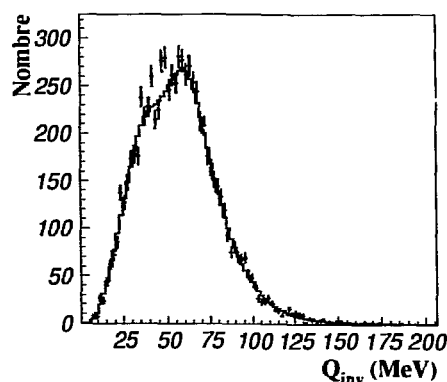
(b) Fonction de corrélation simulée en Q_{inv} à partir du numérateur non-réduit.



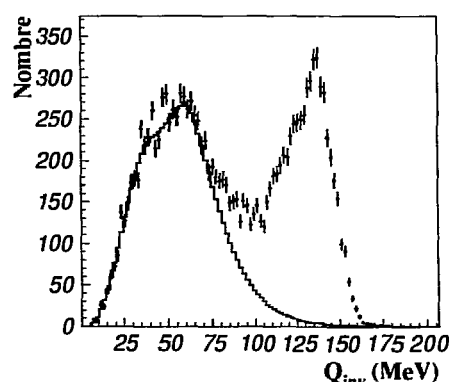
(c) Fonction de corrélation simulée en $\cos \psi$ à partir du numérateur réduit.



(d) Fonction de corrélation simulée en $\cos \psi$ à partir du numérateur non-réduit.



(e) Numérateur réduit avec dénominateur simulés en Q_{inv} .



(f) Numérateur non-réduit avec dénominateur simulés en Q_{inv} .

Figure 6.21: Fonctions de corrélation simulées en Q_{inv} et en $\cos \psi$ obtenues par suppression des π^0 . En (e) et (f) les numérateurs réduits et non-réduits avec le dénominateur sont représentés en fonction de Q_{inv} .

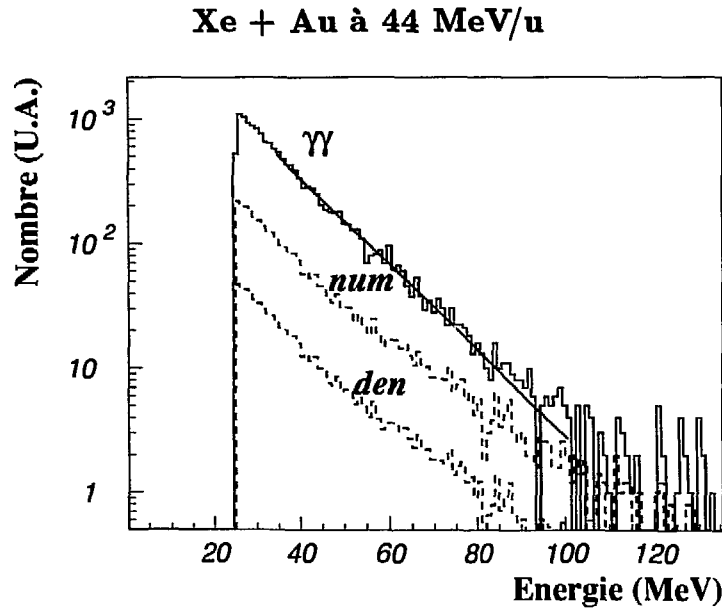


Figure 6.22: Spectre en énergie des photons détectés en paire acceptés par la méthode d'enlèvement des π^0 . Les spectres du numérateur (num) et du dénominateur (den) ont été échantillonnés.

à l'exception du pic signant la production des π^0 : l'excès observé pour des valeurs de Q_{inv} inférieures à 50 MeV est donc réel comme nous le supputons et n'est pas un artefact créé par la méthode de construction de la fonction de corrélation.

Il faut de nouveau se poser la question de savoir si cette nouvelle méthode est correcte. Une première réponse à cette question est fournie par l'absence de π^0 dans les figures (a), (c) et (e) ce qui prouve que l'enlèvement des π^0 est bien réussi : la fonction de corrélation en fonction de Q_{inv} construite à partir du numérateur réduit est sans structure et la fonction de corrélation en fonction de $\cos \psi$ ne montre qu'une légère remontée aux grands angles d'ouverture.

Les spectre du numérateur et du dénominateur des paires de photons acceptées, figure 6.13, sont à nouveau comparés à ceux de la figure 6.22. On observe que la pente du spectre est légèrement augmentée par rapport à la pente du spectre du double rayonnement de freinage, la différence étant néanmoins petite.

Au lieu de compter le nombre d'événements en excès dans la région des π^0 , on compte le nombre d'événements rejetés. La méthode a rejeté 6.460 événements lors de la construction de la fonction de corrélation expérimentale et 6.270 événements lors de construction de la fonction de corrélation simulée. Donc, 96% des π^0 intro-

duits dans la simulation ont été enlevés. Si l'on suppose que les π^0 sont supprimés avec la même efficacité des données expérimentales, on obtient une nouvelle estimation du nombre de π^0 égal à 6.730 événements, à comparer avec les 6.400 π^0 du paragraphe 6.4.

On peut donc conclure que cette dernière méthode permet de construire la fonction de corrélation qui, sans être tout à fait celle définie par l'équation (6.19), en est néanmoins une très bonne approximation.

Cette méthode soulève cependant deux objections importantes :

- La méthode enlève une partie du spectre par rejet aléatoire, basé seulement sur la fonction de corrélation en Q_{inv} . Cette méthode n'est donc correcte que dans le cas où la valeur de Q_{inv} est le seul critère permettant de discriminer entre deux classes d'événements. Ceci n'est pas le cas, car l'angle d'ouverture peut aider à la discrimination, mais puisque l'angle d'ouverture intervient dans le calcul de Q_{inv} par l'expression (5.1), cette objection n'est pas trop forte.
- La méthode anéantit une région dans la fonction de corrélation. Ceci rend la méthode très sensible à la normalisation, effectuée entre 50 MeV et 70 MeV, lors de l'itération. Les événements n'ont été enlevés qu'aux moments Q_{inv} supérieurs à 60 MeV, ce qui est un seuil assez haut pour enlever des π^0 . Le spectre simulé qui ne tient pas compte de la réponse de l'électronique indique la présence de π^0 aux masses inférieures à 60 MeV (figure 5.3). La méthode ne peut donc enlever tous les π^0 , ce qui explique la disparité entre les 6.270 événements enlevés et les 6.500 événements introduits dans la simulation.

6.6.4 Utilisation des photons simples

Les résultats décrits dans les paragraphes précédents ont permis d'observer que les π^0 influent le mixage d'événements et conduisent à un dénominateur incorrect. Deux méthodes itératives ont été étudiées pour enlever cette influence, sans qu'aucune donne des résultats entièrement satisfaisants. Nous nous proposons maintenant d'utiliser les photons inclusifs pour construire le dénominateur de la fonction de corrélation, ce qui en fait conduit à reprendre la définition de la fonction de corrélation (2.83) et (6.19) à la base.

Le dénominateur a été construit à partir de 16.000 événements, contenant un photon simple. Pour respecter l'acceptance et le biais expérimental le mieux possible les deux précautions suivantes ont été prises :

1. Les photons simples doivent satisfaire aux deux dernières contraintes du paragraphe 6.3 : au moins deux particules en coïncidence et pas plus de 3 détecteurs touchés à plus de 25 MeV. Ce ne sont donc pas vraiment des photons inclusifs, mais ces contraintes n'affectent pas leur spectre.
2. Toutes les combinaisons possibles appariant les photons deux à deux ont été prises en compte en excluant les paires pour lesquelles les photons sont détectés dans un même bloc.

A partir du modèle géométrique [24], le calcul du paramètre d'impact moyen pour les événements à un seul photon est de 6,2 fm et celui pour les événements à deux photons est de 4,6 fm. Cette différence inhérente au biais expérimental ne peut pas être enlevée. Cependant l'égalité des pentes du spectre de paires et du spectre des simples nous indique que, bien que des classes différentes de collisions soient sélectionnées, le mécanisme de production reste le même.

L'énorme avantage d'utiliser les photons simples est qu'une éventuelle structure dans la fonction de corrélation ne pourra plus résulter d'un effet de mixage, mais signera sans ambiguïté une corrélation. Ceci explique pourquoi il n'est plus nécessaire de recourir aux simulations pour tester la validité de la méthode.

Les fonctions de corrélation ainsi obtenues sont représentées en fonction de Q_{inv} , de Q_{euc} , de Q , de q^0 et de $\cos \psi$ dans la figure 6.23, avec en (f) le spectre du numérateur et du dénominateur en fonction de Q_{inv} .

Dans les représentations en Q_{inv} et Q_{euc} les caractéristiques suivantes sont à nouveau observées : les signatures des π^0 et des *diélectrons*, et un possible effet de corrélation. L'effet de corrélation est moins fort dans la représentation en Q , où il apparaît plutôt comme une bosse autour de 35 MeV. Dans le paragraphe suivant la fonction de corrélation va être analysée en vue de déterminer si oui ou non cet effet peut être attribué à l'interférence HBT. La représentation en q^0 ne fournit aucune information utile, la remontée aux grandes valeurs de q^0 étant due à la présence des π^0 dans le numérateur, voir figure 6.16. La fonction de corrélation en $\cos \psi$ confirme la présence des π^0 et des *diélectrons* mais par ailleurs elle est sans structure.

Le nombre d'événements en excès dans la région des π^0 , figure 6.23(f), est de 6.700. Cette estimation du nombre de π^0 est en bon accord avec l'estimation obtenue par la méthode d'enlèvement des π^0 . La section efficace pour la production des π^0 , déterminée au paragraphe 6.4 reste inchangée, $8 \pm 2 \mu\text{b}$. Ceci nous confirme que les corrélations fournissent un outil extrêmement puissant pour l'étude des résonances, et s'avère même indispensable lors de la recherche de résonances

Xe + Au à 44 MeV/u

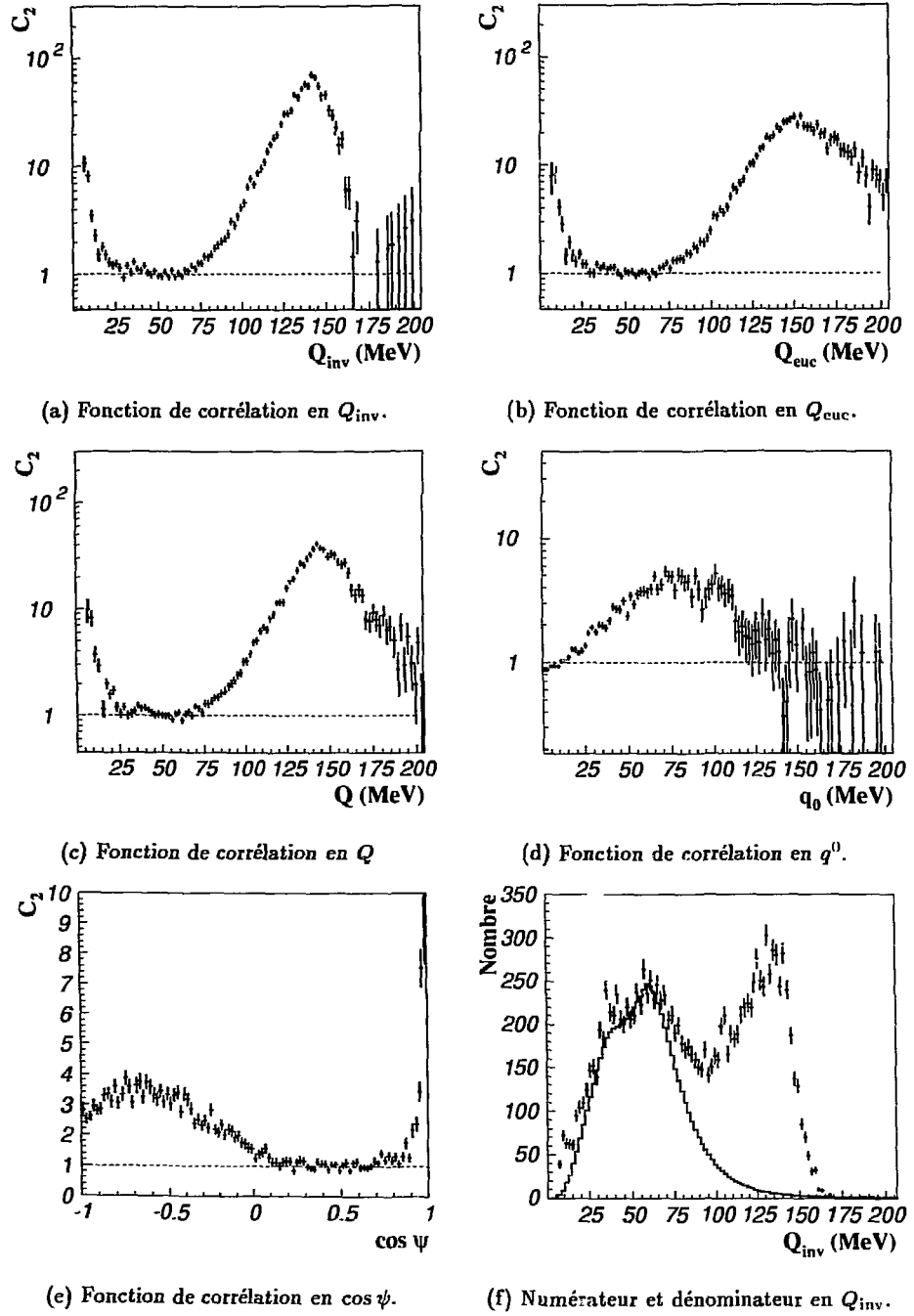


Figure 6.23: Fonctions de corrélation obtenues par utilisation des inclusifs.

en présence d'un bruit de fond important. Le meilleur exemple est fourni par la recherche du méson η aux énergies relativistes [42].

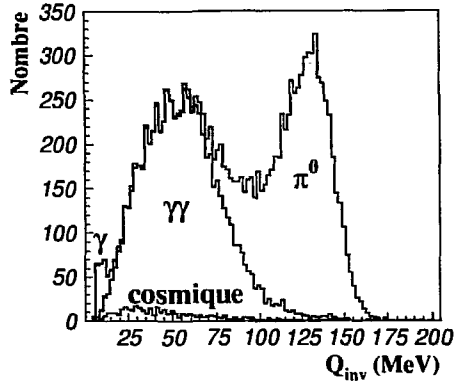
6.6.5 Analyse de la fonction de corrélation

La fonction de corrélation a été construite à l'aide de quatre méthodes différentes dont les deux dernières donnent satisfaction. En effet, les fonctions de corrélation obtenues par la méthode d'enlèvement des π^0 , figure 6.20, sont très similaires à celles obtenues par l'utilisation des photons simples, figure 6.23. Il s'agit maintenant de savoir si la légère remontée observée entre 60 et 20 MeV dans les représentations en Q_{inv} et Q_{euc} peut être attribuée à l'effet HBT. Pour cela, il faut étudier les autres causes pouvant être à l'origine de cette remontée. Nous en avons retenu deux : le rayonnement cosmique dont la contamination est estimée à 350 paires, et les événements dans lesquels un seul photon touche deux blocs différents, que l'on avait appelés *diélectrons*.

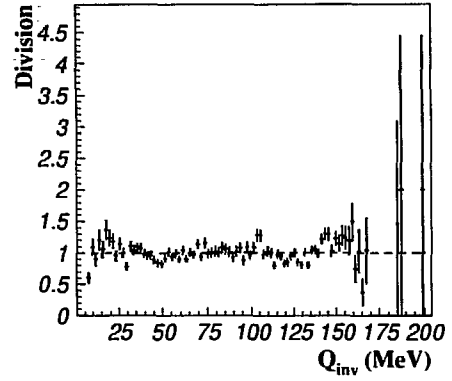
Il est à nouveau nécessaire de faire appel aux simulations pour construire un numérateur incluant (1) des événements du rayonnement cosmique, (2) des événements dans lesquels un photon touche deux blocs, (3) des paires de photons provenant de la décroissance des π^0 et (4) des paires de photons *non*-corrélés. Si la simulation ne reproduit pas la fonction de corrélation expérimentale, l'existence de l'effet HBT pour les photons durs est démontrée. La contribution de chacune de ces 4 classes était comme suit :

- 350 événements cosmiques, obtenus par la méthode décrite dans le paragraphe 4.4 ;
- 210 événements dans lesquels un seul photon a touché deux blocs différents. Les événements ont été obtenus par simulation, considérant des photons simples d'énergie supérieure à 50 MeV dans le centre de masse nucléon-nucléon. La probabilité qu'un tel photon touche deux blocs en y déposant plus de 25 MeV a ainsi été estimée à 2×10^{-5} . Dans environ 20% des cas, ces événements résultent de la conversion du photon en une paire e^+e^- dans la paroi de la chambre à réaction ;
- 6.700 paires de photons provenant de la décroissance des π^0 , le nombre a été déduit de la fonction de corrélation expérimentale, et
- 6.800 paires de photons *non*-corrélés.

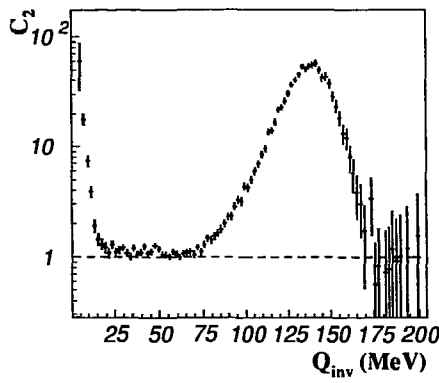
Xe + Au à 44 MeV/u



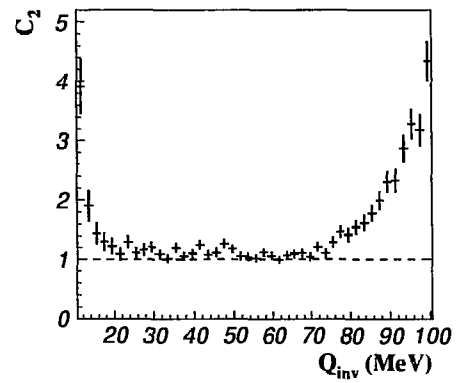
(a)



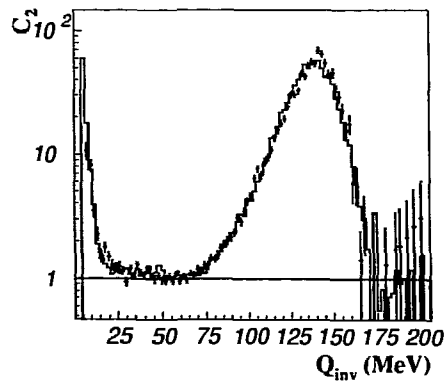
(b)



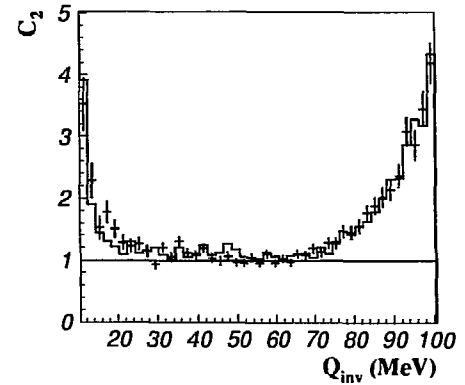
(c)



(d)



(e)



(f)

Figure 6.24: Fonctions de corrélation d'analyse.

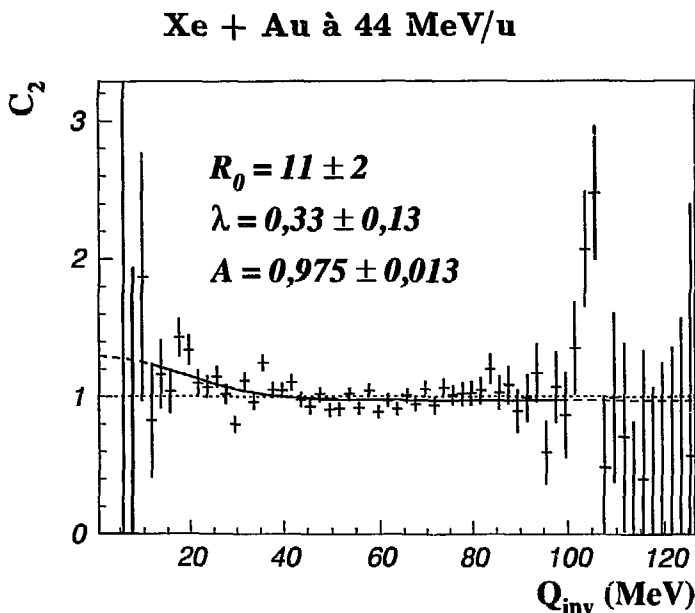


Figure 6.25: *Fonction de corrélation corrigée pour les diverses contaminations.*

Le numérateur ainsi obtenu est présenté dans la figure 6.24(a) où les diverses composantes sont indiquées. La fonction de corrélation *d'analyse* correspondant à ce numérateur et au dénominateur expérimental obtenu à partir des photons simples est représentée dans la figure 6.24(c) ; la figure 6.24(d) représente un agrandissement de la fonction de corrélation entre 10 et 100 MeV. Dans les figures 6.24(e) et 6.24(f) la fonction de corrélation expérimentale, représentée par les points avec barres d'erreur, et la fonction de corrélation *d'analyse*, représentée par la ligne continue, sont comparées. On observe que la fonction de corrélation expérimentale est assez bien reproduite par la fonction de corrélation *d'analyse*. Ceci est encore plus clairement visible dans la figure 6.24(b) où est représenté le rapport du numérateur expérimental et du numérateur *d'analyse*.

Une autre façon de prendre ce problème est de compter le nombre d'événements en excès. La comparaison entre le numérateur et le dénominateur expérimentaux indique un excès de 600 événements dans la région de Q_{inv} inférieur à 60 MeV, juste en-dessous la région dominée par les π^0 qui s'étend à partir de 60 MeV. Ce nombre est en bon accord avec la somme des 210 événements dans lesquels un photon touche deux blocs différents et des 350 événements dus au rayonnement cosmique.

On est donc forcé de reconnaître que l'ensemble des données ne nous permet pas de confirmer l'existence de l'effet HBT pour les photons durs. Inversement, il

ne peut être conclu que les photons ne sont pas corrélés. Dans la figure 6.24(b) on observe un léger excès dans le numérateur expérimental par rapport au numérateur *d'analyse* autour de 20 MeV. Cet effet peut être mise en évidence en soustrayant les contributions des cosmiques, des *diélectrons* et des pions de la fonction de corrélation expérimentale. La fonction de corrélation qui en résulte est présentée dans la figure 6.25. La fonction (5.9) a été ajustée à cette fonction de corrélation et les paramètres résultants sont indiqués dans la figure. Le problème de ce résultat est que nous n'avons pas un bon contrôle sur les contaminations.

6.6.6 Discussion

Dans le paragraphe précédent nous avons conclu que les données ne nous permettent pas de nous prononcer sur l'existence d'une corrélation liée à l'effet HBT entre photons durs produits dans des collisions entre ions lourds. Dans ce paragraphe nous discuterons les problèmes expérimentaux qui nous ont conduit dans cette impasse.

Normalisation

Le premier point à discuter est la normalisation. Toutes les fonctions de corrélation ont été normalisées dans une région où la fonction de corrélation est minimale, soit, dans une représentation en Q_{inv} , autour de 60 MeV. Ceci nous est imposé par manque d'alternative. En fait, la normalisation devrait se faire dans la région au delà de la masse du π^0 , car cette région est libre de tout effet de corrélation. La manque d'événements dans cette région rend impossible ce choix.

En normalisant la fonction de corrélation à $Q_{inv} = 60$ MeV on suppose — de facto — qu'il n'y a pas d'effets de corrélation dans cette région. La figure 6.24 démontre qu'en effet les contributions de contamination : π^0 , cosmiques et *diélectrons* sont faibles dans cette région. Par contre, la simulation pour un système de taille $R = 4$ fm et $\tau = 7$ fm/c révèle que la fonction de corrélation est encore égale à environ 1,2 autour de 60 MeV (figure 5.5).

rayonnement cosmique

La contamination due au rayonnement cosmique est la contamination qui "interfère" le plus avec l'étude de la corrélation. Elle nous a imposé quatre coupures pour la sélection des événements. Les 350 événements restants du rayonnement cosmique se retrouvent principalement à Q_{inv} inférieur à 60 MeV, donc justement dans la région d'intérêt pour les corrélations.

Cette contamination cosmique est principalement due à la géométrie du dispositif expérimental. Puisque les blocs étaient positionnés selon une géométrie sphérique, un rayonnement cosmique avait une forte probabilité de traverser au moins deux blocs, et ainsi mimer un événement à deux photons.

Il existe deux améliorations pour éliminer les événements cosmiques.

- Le rayonnement cosmique pourrait être reconnu par sa trace dans les détecteurs. Cette méthode de reconnaissance nécessite des blocs plus grands que ceux de 19 que nous avons utilisés.
- Une meilleure résolution en temps de vol, permettrait à la fois de choisir une fenêtre plus étroite un temps de vol limitant ainsi le nombre de ces événements en coïncidence fortuite avec le faisceau, et l'identification du rayonnement cosmique par la différence en temps entre les deux "hits".

pions neutres

Dans le paragraphe 6.1 nous avons démontré que la présence des π^0 a une influence importante sur la fonction de corrélation construite par la méthode de mixage. Avec la méthode d'enlèvement des π^0 ou en utilisant les photons simples, cette influence peut être supprimée. La présence des π^0 ne pose donc plus de problème lors de la construction de la fonction de corrélation.

Par contre, les π^0 , étant distribués entre des valeurs de Q_{inv} comprises entre 60 et 150 MeV, peuvent influencer la normalisation et limitent la fonction de corrélation à une largeur inférieure à 60 MeV, correspondant à une valeur minimale de l'extension de la source égale à $R_{inv} = 4,6$ fm. Pour résoudre ce problème il faut augmenter la résolution en masse invariante (Q_{inv}). La mauvaise résolution était à la fois due à l'effet de l'EPRM sur l'acquisition et à la géométrie, car les blocs de 19 modules étaient trop petits — 12/19 modules ne sont pas entourés de voisins. Il en résulte souvent une détection incomplète de la gerbe électromagnétique limitant ainsi la résolution en énergie et en position.

diélectrons

La troisième source de contamination des données est l'effet du multidétecteur où un photon peut toucher deux blocs et ainsi mimer un événement à deux photons. La probabilité pour ce processus est très faible, mais ces événements se regroupent dans une région où il y a peu d'événements et font monter la fonction de corrélation

jusqu'à 10. Ils empêchent donc la mesure de la valeur de la fonction de corrélation à l'origine.

Dans 20% des cas, cet effet était dû à la création d'une paire de diélectrons par conversion du photon dans le paroi de la chambre à réaction. L'adjonction des vetos à tous les détecteurs permettra l'identification des diélectrons, ou mieux encore permettra la mesure des diélectrons afin de reconnaître cette contribution.

Les événements dans lesquels un photon touche deux blocs résultent d'une gerbe électromagnétique qui déborde d'un bloc dans un autre. On peut les éliminer avec une coupure sur la forme de la gerbe en exigeant qu'un certain pourcentage minimal d'énergie soit déposée dans des modules à l'intérieur du bloc. La géométrie des blocs de 19 modules ne nous autorise pas une telle coupure, car elle nous ferait perdre trop d'événements.

Neutrons

Dans le paragraphe 6.5, la possibilité d'une contamination par des neutrons de l'ensemble d'événements à deux photons a été évoquée. Cette possible contamination n'a pas donné lieu à un excès d'événements dans la fonction de corrélation. Il faut toutefois se rappeler que, comme la fonction de corrélation est normalisée à 1 dans la région la plus basse, la méthode de corrélation ne peut détecter un fond quasiment non-corrélé.

Puisque les photons sont discriminés des neutrons par temps de vol, une amélioration de la résolution en temps diminuerait cette source de contamination.

6.7 La nouvelle corrélation

6.7.1 Introduction

À l'automne de 1992 TAPS fut de retour au GANIL en vue d'une nouvelle série d'expériences, extension des programmes entamés en 1990. Deux d'entre elles furent consacrées à la mesure des corrélations entre photons durs, l'une pour un système de taille moyenne, $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$, et l'autre pour un système de grande taille, $^{180}\text{Ta} + ^{197}\text{Au}$. Les énergies incidentes maximales délivrées par les accélérateurs du GANIL furent mises à profit à savoir, 60 MeV/u pour le faisceau de ^{86}Kr et 40 MeV/u pour le faisceau de ^{180}Ta . À la fin de ce mémoire je montrerai les résultats, encore préliminaires, pour la réaction $\text{Kr} + \text{Ni}$.

6.7.2 Dispositif expérimental

Puisque la géométrie des blocs à 19 modules présentait de sévères désavantages, la géométrie avec des blocs à 64 modules, rangés dans un carré de 8×8 a été retenue. Chacun des modules avait cette fois-ci son propre détecteur veto, dont l'information était utilisée lors de la construction du déclenchement. Au total 5 blocs furent mis en œuvre. Ils étaient positionnés dans le plan horizontal pour minimiser la probabilité qu'un rayonnement cosmique touche deux blocs à la fois. La distance des blocs à la cible était d'environ de 60 cm, ce qui assure une très bonne séparation en temps de vol entre les photons et les particules massives et permet de minimiser l'angle azimutal des détecteurs sur les bords des blocs [65].

TAPS fut installé dans la salle expérimentale de SPEG, pour permettre l'étude des résonances géantes, l'étude de la production de photons durs en fonction du paramètre d'impact et l'étude des mécanismes de dissipation de l'énergie disponible dans le système. Cette dernière mesure nécessitait un détecteur supplémentaire de particules chargées légères afin de détecter les particules évaporées par le (quasi)projectile pour en déterminer la masse initiale. Cette tâche était accomplie par l'hodoscope du KVI, qui consistait en 60 détecteurs phoswichs [64]. Le signal de ce détecteur était utilisé lors de l'expérience dans le déclenchement pour signer une réaction nucléaire.

Afin d'éliminer les effets de diaphonie, l'électronique a été modifiée : (1) les câbles ECL qui transmettent le signal du discriminateur FCC ont été changés ; (2) les modules à retard logique DL1600 étaient remplacés par les modules DL1610, et (3) les TDC ont été modifiés.

La résolution en temps du faisceau a été surveillée en ligne par l'accumulation d'un spectre en temps d'un détecteur BaF_2 positionné en amont de la cible à une distance d'environ 15 cm. La qualité du faisceau a ainsi été contrôlée tout au long de l'expérience.

6.7.3 Dépouillement

Le dépouillement des données a été réalisé de la façon décrite au chapitre 4. L'étalonnage en énergie a été effectué en utilisant les piedsastaux et le pic du rayonnement cosmique. Les dérives en gain ont été contrôlées en suivant ce pic cosmique. Comme les détecteurs TAPS délivrent un signal linéaire en énergie étroite et énergie large, la séparation des deux branches dans la représentation énergie étroite versus énergie large, correspondant aux particules neutres et aux particules chargées, a pu

être réalisée par la méthode automatique décrite au paragraphe 4.2. L'étalonnage en temps nécessitait encore des corrections pour le *walk*, de l'ordre de 0,5 ns, et la diaphonie, de l'ordre de 1 ns. Les dérives en temps ont été contrôlées en suivant le pic prompt.

Toute cette analyse a été intégrée dans l'environnement PawGx [38], le programme PAW du CERN adapté aux besoins de l'analyse des données de TAPS, par l'adjonction de nouvelles commandes (KUIP) et par la réalisation d'une librairie de KUMAC, des fichiers de commandes pour le programme PAW. Ainsi le dépouillement de TAPS a entièrement été automatisé [67].

La recherche des photons dans les blocs est réalisée à l'aide d'un nouvel algorithme de recherche de gerbe. Cette analyse rejette les événements cosmiques par reconnaissance de la forme de la gerbe [68]. Les événements dans lesquels un photon donne naissance à deux gerbes, éventuellement dans deux blocs différents, sont éliminés en exigeant la présence d'au moins 3 détecteurs non-touchés entre deux gerbes et en éliminant des gerbes où plus de 80% de l'énergie est déposée au bord du bloc. Les événements diélectrons ont été sélectionnés par l'introduction d'un déclenchement spécifique utilisant l'information veto.

Dans cette nouvelle expérience, toutes les contaminations discutées précédemment sont ainsi bien contrôlées.

6.7.4 Résultats expérimentaux pour Kr + Ni

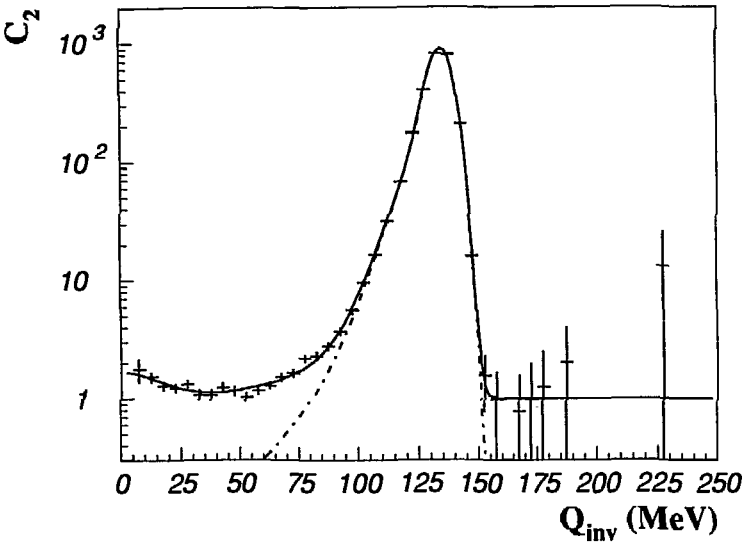
L'analyse a identifié 20.649 événements à deux photons. La contamination cosmique est estimée à 4 événements et la contamination par les paires e^+e^- à 6 événements. Ces contaminations peuvent donc être négligées.

Comme l'énergie incidente était de 60 MeV/u la multiplicité de π^0 était encore plus importante que dans l'expérience de Xe + Au. Le dénominateur a donc été construit par l'utilisation des photons simples. La fonction de corrélation est représentée dans la figure 6.26, de même que le numérateur et le dénominateur.

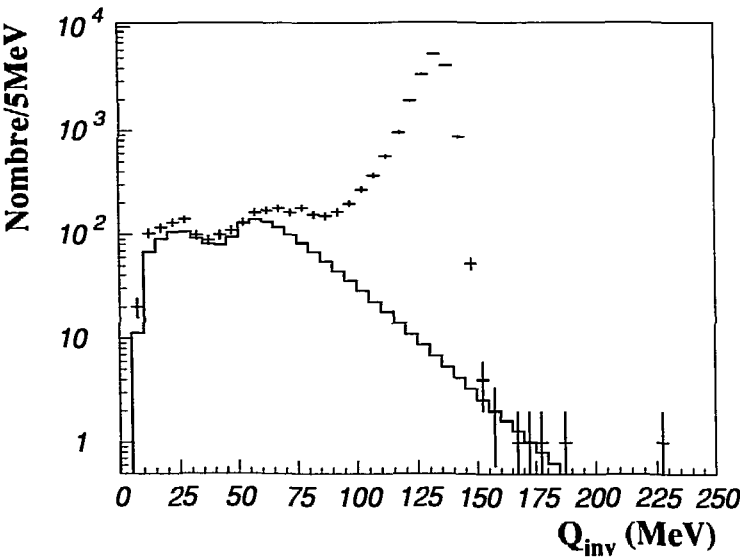
On y observe un signal de corrélation très prononcé pour des valeurs de Q_{inv} inférieures à 30 MeV. Vu l'absence des contaminations, ce signal de corrélation peut être attribué sans ambiguïté à l'effet de symétrisation Bose-Einstein, ou autrement dit l'effet HBT. Il est important de noter que la normalisation de la fonction de corrélation ne pose aucun problème puisque la statistique dans la région de masses supérieures à celle du π^0 y permet la normalisation. Elle reste cependant impossible pour les représentations en Q_{enc} ou Q .

Pour décrire quantitativement la fonction de corrélation en termes de corrélation

Kr + Ni à 60 MeV/u



(a) Fonction de corrélation



(b) Numérateur et dénominateur.

Figure 6.26: *Fonction de corrélation de la réaction Kr + Ni à 60 MeV/u.*

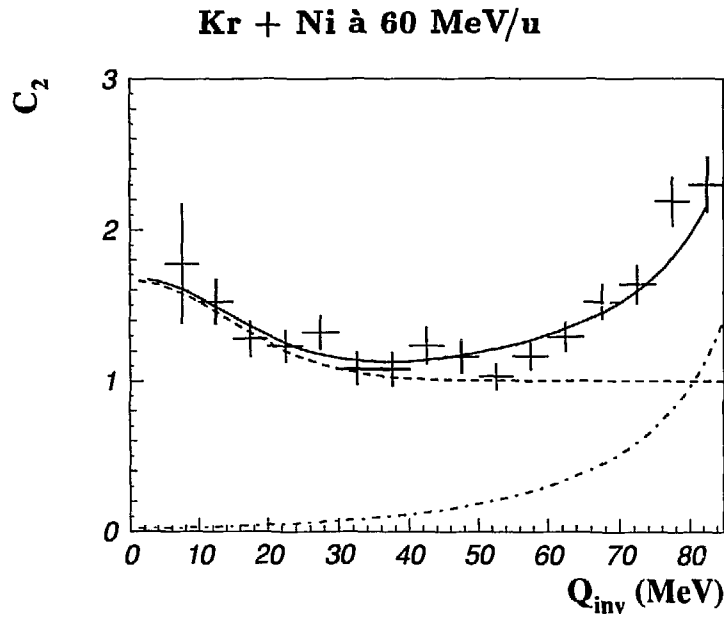


Figure 6.27: *Agrandissement de la fonction de corrélation de Kr + Ni.*

HBT la fonction suivante a été ajustée aux données expérimentales :

$$C_2(Q_{inv}) = 1 + \lambda \exp\left(-\frac{Q_{inv}^2}{2\sigma_c^2}\right) + \alpha g_{\pi^0}(Q_{inv} - m_{\pi^0}). \quad (6.26)$$

Le deuxième terme décrit la corrélation HBT, le paramètre λ détermine sa valeur à l'origine et σ_c sa largeur. Le troisième terme décrit la contribution des π^0 par une distribution gaussienne asymétrique, dont les paramètres sont déduits des simulations. La corrélation mesurée est caractérisée par :

$$\lambda = 0,66 \pm 0,24,$$

$$\sigma_c = 15 \pm 3 \text{ MeV}.$$

Dans la figure 6.26(a) la fonction (6.26) est représentée par la ligne continue, et les π^0 par la ligne discontinue.

Dans la figure 6.27 est représenté un agrandissement de la fonction de corrélation dans la région de $Q_{inv} < 75 \text{ MeV}$. La ligne continue représente à nouveau la fonction ajustée et la ligne discontinue représente la somme des deux premiers termes, i.e., la contribution de la corrélation HBT, et la ligne en trait mixte la contribution des π^0 .

6.7.5 Discussion

L'objectif de la recherche des corrélations entre photons durs était double : (1) confirmer l'existence d'une corrélation HBT entre photons durs, et (2) appliquer cette technique à la détermination de l'extension de la zone émettant les photons durs, et ainsi approfondir notre connaissance des réactions entre ions lourds. Dans le paragraphe précédent nous avons démontré l'existence de cet effet dans la réaction $\text{Kr} + \text{Ni}$, il reste à l'interpréter en termes d'extension spatio-temporelle.

La taille de source est donnée par une comparaison entre la fonction de l'ajustement (6.26) et l'équation (2.121) :

$$R_{\text{inv}} = \frac{\hbar c}{\sigma_c} = 13 \pm 3 \text{ fm.} \quad (6.27)$$

Ce rayon est un rayon gaussien, pour le transformer en un rayon de sphère dure il faut le multiplier par un facteur $\sqrt{5/2}$ [14] : le rayon mesuré est alors $20 \pm 4 \text{ fm}$.

Cette taille de source est étonnamment grande. En effet, en supposant une émission indépendante des deux photons dans deux collisions proton-neutron différentes on peut calculer le paramètre d'impact moyen et le nombre moyen de participants à l'aide du modèle géométrique [24]. Le paramètre d'impact moyen est de 3,5 fm avec un nombre moyen de participants de 76 nucléons, ce qui correspond à un rayon spatial d'environ 5 fm, en supposant une densité nucléaire normale.

La valeur mesurée est donc plus grande d'un facteur quatre que la taille de la zone de collision. A l'heure de la rédaction, ce résultat surprenant n'a pas encore trouvés d'explication satisfaisante. Remarquons cependant que :

- la réponse du multidétecteur n'a pas encore été prise en compte. Dans le paragraphe 5.5 il a été constaté que la largeur observée expérimentalement dans le cas d'une corrélation décrite par l'équation de Neuhauser (2.100) surestime la largeur initiale. Il est, néanmoins, difficile s'imaginer que la réponse du multidétecteur pourrait expliquer un facteur 4.
- le rayon de 20 fm correspond à un diamètre de 40 fm, ce qui est la longueur d'onde d'un photon de 31 MeV. Cette observation soulève la question de savoir si l'on n'a pas mesuré la longueur d'onde moyenne des photons (et ce de façon fort complexe!). Cette remarque est fondamentale lors la formulation de la corrélation, où l'on considère deux photons en \mathbf{r}_1 et \mathbf{r}_2 , puisqu'elle remet en question la possibilité de localiser ces deux photons plus précisément que ne le permet la longueur d'onde.

La fonction de corrélation a été mesurée à deux reprises dans deux systèmes différents et avec deux géométries de détection différentes. La première expérience nous a surtout appris les erreurs à ne pas commettre lors de la deuxième expérience. Par contre, l'existence de l'effet HBT a pu être ni confirmée ni infirmée. Mettant à profit les enseignements de cette première expérience, la deuxième nous a permis de mettre en évidence l'effet HBT, dont l'interprétation quantitative reste ouverte.

Chapitre 7

Conclusions

Le but du travail de recherche présenté dans ce mémoire, était la mesure de l'extension spatiale et temporelle de la source émettrice de photons durs dans les collisions entre ions lourds grâce à la technique des corrélations. Cette technique fut introduite il y a une quarantaine d'années par les astronomes Hanbury-Brown et Twiss et fut souvent exploitée avec succès en physique nucléaire ultrarelativiste pour la mesure de la boule de feu en fin d'hadronisation. En physique nucléaire, les corrélations furent également mesurées intensivement mais uniquement pour les particules les plus abondamment produites et qui ne permettent pas l'observation de l'effet statistique quantique ou effet HBT ou encore interférence du deuxième ordre.

L'originalité de notre approche fut d'utiliser des photons durs, sondes parfaitement adaptées, puisque dans les collisions entre ions lourds les photons sont produits dans une source chaotique, localisable dans le temps et dans l'espace, conditions nécessaires à l'observation des effets d'interférence du deuxième ordre. De plus, par rapport aux sondes hadroniques, l'image que transmettent les photons est fidèle car ils sont très peu perturbés par l'environnement nucléaire.

Une telle mesure fut rendue possible grâce aux performances du tout nouveau spectromètre de photons TAPS, alliant une grande efficacité et un excellent pouvoir de résolution malgré le bruit hadronique intense créé dans les réactions nucléaires.

La première expérience, si elle ne nous a pas permis de conclure quant à l'observation de l'effet HBT, nous a permis de mettre au point la technique, de corriger les erreurs inévitables avec un nouveau détecteur et surtout de découvrir combien la nature était malveillante en nous bombardant d'un flux de rayonnement cosmique noyant le signal recherché dans un bruit de fond identifiable dans 99% des cas seulement!

Ces défauts corrigés, une deuxième expérience fut réalisée en adoptant un nou-

veau dispositif pour TAPS. L'effet HBT fut clairement identifié mais souleva la question de savoir à quoi correspond la source de 20 fm que nous avons mesurée.

En dépit de l'absence de réponse à cette question, nous avons néanmoins démontré qu'il était possible de mesurer des paires de photons dans les réactions entre ions lourds aux énergies intermédiaires. Mais surtout nous avons prouvé l'existence de l'interférence entre deux photons indépendants dans un domaine de longueur d'onde étudié pour la première fois.

Références

- [1] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, *A new type of interferometer for use in radio-astronomy*, Phil. Mag. **45** (1954), 663.
- [2] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, *Correlation between photons in two coherent beams of light*, Nature **177** (1956) 27.
- [3] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, *A test of a new type of stellar interferometer on Sirius*, Nature **177** (1956) 1046.
- [4] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, *The question of correlation between photons in coherent light rays*, Nature **178** (1956) 1447.
- [5] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, and A. Pais, *Influence of Bose-Einstein statistics on the antiproton-proton annihilation process*, Phys. Rev. **120** (1960) 300.
- [6] R. J. Glauber, *The quantum theory of optical coherence*, Phys. Rev. **130** (1963) 2529.
- [7] R. J. Glauber, *Coherent and incoherent states of the radiation field*, Phys. Rev. **131** (1963) 2766.
- [8] G. Coccini, *Second-order interference as a tool for the determination of hadron fireball dimensions*, Phys. Lett. **B49** (1974) 459.
- [9] G. I. Kopylov, *Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism*, Phys. Lett. **B50** (1974), 472.
- [10] E. Koonin, *Proton pictures of high-energy nuclear collisions*, Phys. Lett. **B70** (1977) 43.
- [11] M. Deutschman et al., CERN report No. CERN/EN/PHYS 78-1, (1978).

- [12] M. Gyulassy, S. K. Kauffmann, and L. W. Wilson, *Pion interferometry of nuclear collisions. I. Theory*, Phys. Rev. **C20** (1979) 2267.
- [13] M. Gyulassy, *Dynamics versus symmetrization in hadron interferometry*, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 454.
- [14] W. A. Zajc, et. al., *Two-pion correlations in heavy ion collisions* Phys. Rev. **C29** (1984) 2173.
- [15] H. Paul, *Interference between independant photons*, Rev. Mod. Phys. **58**(1) (1986) 209.
- [16] B. Lörstaedt, *Boson interferometry: a review of high energy data and its interpretation*, Int. J. Mod. Phys. **A4** (1989) 2861.
- [17] H. Doubre, *The method of intensity interferometry*, Lecture at Enrico Fermi summer course CXII Varenna 1989, GANIL Report, No GANIL P-90-21 (1990).
- [18] J. Québert, *La fonction de corrélation d'intensités en physique nucléaire : un accès possible à la dynamique des collisions*, Ann. Phys. Fr. **17** (1992) 99.
- [19] A. Féragut, *Etude des corrélations entre particules légères dans la réaction $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ à 94 MeV/u*, Thèse Université de Caen, Thèse GANIL, (1990).
- [20] D. Neuhauser, *Photon interferometry for heavy ion collisions*, Phys. Lett. **B182** (1986) 289.
- [21] L. V. Razumov and R. M. Weiner, *Dynamical properties of heavy-ion collisions from the photon-photon intensity correlations*, Preprint Université de Marburg, DMR-THEP-93-5, (1993).
- [22] K. B. Beard et al, *Observation of high energy gamma rays in intermediate energy nucleus-nucleus collisions*, Phys. Rev. **C32** (1985) 1111.
- [23] N. Herrmann et al, *Hard photons in heavy-ion collisions: direct or statistical?*, Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1630.
- [24] H. Nifenecker and J. P. Bondorf, *Nuclear electromagnetic bremsstrahlung: a new tool for studying heavy-ion reactions*, Nucl. Phys. **A442** (1985) 478.
- [25] V. Metag, *Hard photon and subthreshold neutral pion production in heavy ion collisions*, Nucl. Phys. **A488** (1988) 483c.

- [26] H. Nifenecker and J. A. Pinston, *High energy gamma-ray production in nuclear reactions*, Prog. Part. Nucl. Phys. **23** (1989) 271.
- [27] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel, and K. Niita, *Production of energetic particles in heavy-ion collisions*, Phys. Rep. **188** (1990) 363.
- [28] M. G. Kwato Njock, *Sur la production des rayons gamma de grande énergie dans les réactions proton-noyau et noyau-noyau aux énergies intermédiaires*, Thèse Université de Grenoble I, (1988).
- [29] G. Martínez et al., *Hard photons from peripheral collisions*, Nouvelles du GANIL **44**, (1993) 43.
- [30] G. Martínez et al., *Exclusive hard photons from $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ at 60 A MeV*, Nouvelles du GANIL **46**, (1993) 25.
- [31] J. R. Beene, *Giant resonances and intermediate energy heavy ions: electromagnetic decay experiments*, Forth Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Kanazawa, Japan, (1991).
- [32] M. Belkacem-Bouricha, *Etude d'extensions stochastiques d'équations cinétiques pour la production de kaons sous le seuil dans les collisions d'ions lourds*, Thèse Université de Caen, GANIL Report, No GANIL T-92-01, (1993).
- [33] T. Suzuki et al., *negative pion production in subthreshold heavy ion collisions*, Phys. Lett. **B257** (1991) 27.
- [34] V. Metag, *Contribution to the Second TAPS Workshop, Guardamar (Espagne)*, editors J. Díaz and Y. Schutz, World Scientific, to be published (1993).
- [35] R. Ostendorf and Y. Schutz, *Hard photon correlations in heavy ion collisions*, Proceedings workshop CORRINE 90, Editor D. Ardouin, Published by World Scientific, (1991).
- [36] R. Ostendorf et al., *Hard photon intensity interferometry in heavy ion reactions*, Contribution à XV Nuclear Physics Symposium, Oaxtepec, Mexico, 1991, Revista Mexicana de Física **38** (1992) 184.
- [37] R. Merrouch, *Mise en œuvre du multidétecteur $4\pi \gamma$ TAPS au GANIL*, Thèse Université de Caen, GANIL Report, No GANIL T-91-01, (1991).

- [38] F. Lefèvre, *Développements logiciels autour du multidétecteur TAPS: Gestion en ligne des données au GANIL, Reconnaissance de mésons neutres à l'aide de réseaux connexionistes*, Thèse Université de Caen, GANIL Report, No GANIL T-93-01, (1993).
- [39] R. S. Mayer, *Erzeugung unterhalb der Schwelle und Reabsorption neutraler Pionen im System $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ bei 44 MeV/u*, Thèse Université de Mainz, GSI Report No GSI-92-26, (1992).
- [40] R. S. Mayer et al., *Investigation of pion absorption in heavy ion induced subthreshold π^0 production*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 904.
- [41] F.-D. Berg et al., *Neutral pion production at 350 MeV/u in the system $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$* , Z. Phys. **A337** (1990) 351.
- [42] F.-D. Berg et al., *Neutral meson production in relativistic heavy ion collisions*, Z. Phys. **A340** (1991) 297.
- [43] L. B. Venema et al., *Azimuthal asymmetry of neutral pion emission in Au+Au reactions at 1 GeV/nucleon*, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 835.
- [44] J. Ritman et al., *First observation of the coulomb excited double giant resonance in ^{208}Pb via double γ -decay*, Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 533.
- [45] CERES/NA45 and TAPS collaboration, *Study of electron pair production in hadron and nuclear collisions at the CERN SPS*, Addendum II to proposa SPSC/P237 (1992).
- [46] *Workshop of physics related to TAPS*, Schiermonnikoog, september 1990, editors W. Kühn and H. Löhner, GSI Report, GSI-91-21 (1991).
- [47] TAPS Collaboration: GANIL Caen, Univ. Gießen, GSI Darmstadt, KVI Groningen, ISN Grenoble, LMU München, Univ. Münster, Univ. Utrecht, Spokepersons: V. Metag and R. S. Simon, *Technical proposal for a two arm photon spectrometer (TAPS)*, Technical Report, GSI Report 87-19, (1987).
- [48] R. Novotny, *The BaF₂ photon spectrometer TAPS*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **38** (1991) 379.
- [49] R. Novotny et al., *Detection of hard photons with BaF₂ scintillators*, Nucl Instr. Meth. **262** (1987) 340.

- [50] R. Novotny, *Physics of scintillation detectors*, dans la référence [46] (1991) 165.
- [51] M. Laval et al. *Inorganic scintillator for subnanosecond timing*, Nucl. Instr. Meth. **206** (1983) 169.
- [52] M. Moszynski et al. *Further study of scintillation counters with BaF₂ crystals for time-of-flight positron tomography in medicine*, Nucl. Instr. Meth. **226** (1984) 534.
- [53] K. Wisshak and F. Käppeler, *Large Barium fluoride detectors*, Nucl. Instr. Meth. **227** (1984) 91.
- [54] P. Schotanus et al., *Temperature dependence of BaF₂ scintillation light yield*, Nucl Instr. Meth. **238** (1985) 564.
- [55] K. Wisshak, K. Guber and F. Käppeler, *Gamma ray spectroscopy with a cooled Barium fluoride crystal*, Nucl Instr. Meth. **259** (1987) 583.
- [56] T. Matulewicz et al., *Detection of high energy photons and fast neutrons with BaF₂ scintillators*, Int. Winter Meeting on Nucl. Phys. Bormio (1988) 290.
- [57] T. Matulewicz et al., *Response of BaF₂ detectors to photons of 3-50 MeV energy*, Nucl Instr. Meth. **A289** (1990) 194.
- [58] A. L. Boonstra et al., *Optical gain monitoring and calibration system for TAPS*, TAPS-report 12, (1990).
- [59] L. Venema, *Laser calibration and monitoring system*, dans la référence [46] (1991) 196.
- [60] L. Venema, *Communication privée*, (1991).
- [61] L. Bianchi et al. *SPEG: an energy spectrometer for GANIL*, Nucl. Instr. Meth. **A276** (1989) 509.
- [62] T. Matulewicz, *Quenching of scintillation in BaF₂ for light charged particles* Nucl. Instr. Meth. **A325** (1993) 365.
- [63] O. C. Allkofer, K. Carstensen and W. D. Dau, *The absolute cosmic ray muon spectrum at sea level*, Phys. Lett. **31B** (1979) 606.
- [64] H. Leegte, *Calibration of phoswich detectors*, Nucl. Instr. Meth. **A313** (1992) 26.

- [65] C. Twenhöfel, *Simulations pour décider la géométrie de TAPS*, présentation au réunion TAPS, 1991.
- [66] P. Lautridou et al., *TAPS experiments at GANIL: new developments, on-line results and data processing*, Nouvelles du GANIL **44** (1993) 29.
- [67] M. Marqués et al., *TAPS experiments at GANIL: off-line analysis*, Nouvelles du GANIL **45** (1993) 45.
- [68] T. Matulewicz et al., *Cosmic rays in TAPS*, Nouvelles du GANIL **45** (1993) 33.
- [69] H. W. Baer et al., *Design, Construction and performance of a high-resolution π^0 spectrometer for nuclear physics experiments*, Nucl. Instr. Meth. **180** (1981) 445.
- [70] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. C. McPherson, P. Zancarini, *GEANT3 user's guide*, Technical Report, CERN/DD/EE/84-1, (1987).
- [71] H. G. Essel, *GOOSY user's guide*, Technical Report, GSI, (1988).
- [72] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, Wiley, New York, second edition 1975.
- [73] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford University Press, Oxford, second edition 1983.
- [74] E. Merzbacher, *Quantum mechanics*, Wiley, New York, second edition 1970.
- [75] D. Griffith, *Introduction to elementary particles*, Wiley, New York 1987.
- [76] C. Quigg, *Gauge theories of the strong, weak, and electromagnetic interactions*, Benjamin/Cummings, Reading, Massachusetts, 1983.

RESUME

Les collisions entre ions lourds offrent l'unique possibilité d'étudier l'interférence entre photons durs indépendants dans le domaine des gammas d'énergie supérieure à 25 MeV. Les fondements théoriques de l'interférence sont présentés dans le cadre à la fois de la théorie classique et de la théorie quantique. La mesure a été effectuée au GANIL, en exploitant le spectromètre de photons TAPS, un ensemble modulaire de cristaux scintillants BaF₂, couvrant dans le repère du laboratoire 30% de l'angle solide. Les propriétés du spectromètre ainsi que les méthodes d'analyser les données de l'expérience $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u, la première visant l'étude des corrélations entre photons durs, sont décrites. La fonction de corrélation est construite à partir de 4 méthodes différentes. Les résultats sont interprétés à l'aide de simulations GEANT3 permettant d'analyser l'influence de la méthode utilisée pour la construction de la fonction de corrélation ainsi que de la réponse du spectromètre. Une deuxième expérience, $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ à 60 MeV/u, où nous démontrons pour la première fois, l'existence de l'effet d'interférence entre photons durs, est brièvement décrite.

ABSTRACT

Heavy-ion collisions offer the unique opportunity to study interference effects between independent hard photons i.e., gamma-ray photons with energies above 25 MeV. The theoretical basis of interference is presented here in the framework of classical as well as quantum theory. Hard photon correlations have been investigated experimentally at GANIL using the photon spectrometer TAPS, a modular array of BaF₂ crystals covering 30% of the solid angle in the laboratory. The properties of the spectrometer and the data-analysis techniques are described for the experiment, $^{129}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ at 44 MeV/u, the very first dedicated to a study of correlations between hard photons. Four different methods are used to construct the correlation function. The data are interpreted utilizing GEANT3 simulations to analyse the influence of the method employed to construct the correlation function as well as the response function of the photon spectrometer. A second experiment, $^{86}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ at 60 MeV/u is described briefly, where, for the first time the existence of an interference effect between hard photons is observed.

MOTS CLE

Physique nucléaire

Photons durs

Effet HBT

Multidétecteur TAPS

Ions lourds

Interférométrie

Production de particules

Résumé

Les collisions entre ions lourds offrent l'unique possibilité d'étudier l'interférence entre photons durs indépendants dans le domaine des gammas d'énergie supérieure à 25 MeV. Les fondements théoriques de l'interférence sont présentés dans le cadre à la fois de la théorie classique et de la théorie quantique. La mesure a été effectuée au GANIL, en exploitant le spectromètre de photons TAPS, un ensemble modulaire de cristaux scintillants BaF_2 , couvrant dans le repère du laboratoire 30% de l'angle solide. Les propriétés du spectromètre ainsi que les méthodes d'analyser les données de l'expérience $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ à 44 MeV/u, la première visant l'étude des corrélations entre photons durs, sont décrites. La fonction de corrélation est construite à partir de 4 méthodes différentes. Les résultats sont interprétés à l'aide de simulations GEANT3 permettant d'analyser l'influence de la méthode utilisée pour la construction de la fonction de corrélation ainsi que de la réponse du spectromètre. Une deuxième expérience, $^{84}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ à 60 MeV/u, où nous démontrons pour la première fois, l'existence de l'effet d'interférence entre photons durs, est brièvement décrite.

Abstract

Heavy-ion collisions offer the unique opportunity to study interference effects between independent hard photons i.e., gamma-ray photons with energies above 25 MeV. The theoretical basis of interference is presented here in the framework of classical as well as quantum theory. Hard photon correlations have been investigated experimentally at GANIL using the photon spectrometer TAPS, a modular array of BaF_2 crystals covering 30% of the solid angle in the laboratory. The properties of the spectrometer and the data-analysis techniques are described for the experiment, $^{136}\text{Xe} + ^{197}\text{Au}$ at 44 MeV/u, the very first dedicated of a study of correlation function. The data are interpreted utilizing GEANT3 simulations to analyse the influence of the method employed to construct the correlation function as well as the response function of the photon spectrometer. A second experiment, $^{84}\text{Kr} + ^{58}\text{Ni}$ at 60 MeV/u is described briefly, where, for the first time the existence of an interference effect between hard photons is observed.

Mots-clés

Physique nucléaire
Photons durs
Effet HBT
Multidétecteur TAPS

Ions lourds
Interférométrie
Production de particules